

Selbstkonsistente Modelle
radiativ getriebener stellarer Winde
unter Berücksichtigung des detaillierten
statistischen Gleichgewichts der Elemente
Wasserstoff bis Zink

Adalbert Pauldrach



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547927_0054

**Selbstkonsistente Modelle radiativ getriebener stellarer Winde
unter Berücksichtigung des detaillierten statistischen Gleichgewichts
der Elemente Wasserstoff bis Zink**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig - Maximilians - Universität
München

vorgelegt von
Adalbert Pauldrach

München, den 13. Oktober 1986

1. Gutachter : Prof. Dr. R.P. Kudritzki

2. Gutachter : Prof. Dr. H.G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 3. Dezember 1986

DISSERTATIONS- UND FOTODRUCK FRANK GmbH
8000 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2809090

"The answer is blowin` in the wind"

B. Dylan

Inhaltsverzeichnis

	Seite
0. Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse	1
I. Einleitung	3
II. Sternwinde - ein Überblick über den Stand der Forschung	6
1. Rückschlüsse aus Beobachtungen	6
2. Theoretische Grundlagen - das bisherige Standardmodell	12
3. Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung	24
III. Zielsetzung der Arbeit	30

	Seite
IV. Die selbstkonsistente Theorie	33
A, Die Grundgleichungen	33
B, Das Lösungsverfahren	45
1. Die Verwendung externer Daten	46
2. Detaillierte Beschreibung des Lösungsprinzips	58
V. Die Ergebnisse	71
A, Windmodelle für O-Sterne in den Magellanschen Wolken	72
B, Detaillierte Windmodelle für O-Sterne in der Galaxis	82
1. Der O4f-Stern ζ Puppis	82
2. Der O9.5V-Stern τ Scorpii	121

	Seite
VI. Ausblick	134
Quellennachweis	138
Danksagung	143
Lebenslauf	144

0. Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse

Aufgabe dieser Arbeit ist die selbstkonsistente Behandlung der Hydrodynamik radiativ getriebener stellarer Winde heißer Sterne, wobei simultan mit den hydrodynamischen Gleichungen die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts für 26 Elemente in allen Ionisationsstufen (133), die zur Linienstrahlungsbeschleunigung beitragen können, gelöst werden.

Untersucht werden soll, ob im Rahmen dieser vollkonsistenten Modellrechnungen die beobachteten Ionisationsstufen und dynamischen Windgrößen wiedergegeben werden können.

Untersuchungsobjekte sind die O-Sterne ζ Puppis (04f) und τ Scorpii (09.5V).

Den Ergebnissen zufolge

- ist das Ionisationskontinuum kurzwellig der HeII Kante nahezu im gesamten Beschleunigungsbereich des Windes optisch dick und wirkt sich in entscheidender Weise auf die Berechnung der Dynamik und der Ionisationsverhältnisse aus.
- ist die korrekte Behandlung der Gleichungen des statistischen Gleichgewichts von erheblicher Bedeutung.

Ein Vergleich mit bisherigen approximativen Vorgehensweisen zeigt, daß diese nicht für eine quantitativ korrekte Beschreibung geeignet sind.

Das wesentliche Merkmal der exakten Behandlung ist eine stärkere Begünstigung der hohen Ionisationsstufen, verursacht durch das optisch dicke Ionisationskontinuum und die im unteren Bereich des Windes wirksamen Elektronenstöße.

Durch diese Verstärkung der hohen Ionisationsstufen werden die beobachteten Ionisationsverhältnisse reproduziert und es ergibt sich eine Lösung für das seit langem bestehende Problem der "Superionisation".

- bewirkt die Bevorzugung der hohen Ionisationsstufen eine Verminderung der Nettorate der Linienkraft, woraus sich eine gute Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der berechneten Winddynamik ergibt.

Ein Nebenaspekt der vorgelegten Arbeit bezieht sich auf die Abhängigkeit der Windeigenschaften von der Metallhäufigkeit.

Untersucht wird dies durch einen Vergleich mit Beobachtungen von O-Sternen in den Magellanschen Wolken.

Es zeigt sich, daß auch diese Abhängigkeit von der Theorie zufriedenstellend beschrieben wird.

I. Einleitung

Die in den letzten 20 Jahren in dramatischer Weise vollzogenen Fortschritte der astronomischen Beobachtungstechniken - auch in Spektralbereichen außerhalb des sichtbaren Lichtes - haben zur Entdeckung der "Sternwinde" (stellar winds), eines für leuchtkräftige heiße Sterne universellen physikalischen Phänomens geführt. Der Bezeichnung entsprechend befinden sich die äußeren atmosphärischen Schichten der betroffenen Sterne in einem Zustand rascher kontinuierlicher Expansion, bei der Überschallgeschwindigkeiten bis zu einem Prozent der Lichtgeschwindigkeit erreicht werden. Die Entdeckung dieser atmosphärischen Expansion folgte direkt aus Raketen- und Satellitenspektroskopie - im ultravioletten Spektralbereich -, die die Präsenz von breiten, durch die Expansionsgeschwindigkeit verschobenen Absorptionslinien bei einer breit gefächerten Anzahl von Elementen aufzeigte.

Die Konsequenz dieses Prozesses ist ein kontinuierlicher Massenverlust, dessen Größenordnung dazu in der Lage ist, die Entwicklung der massereichen Sterne empfindlich zu beeinflussen. Während der Wasserstoffbrennphase ist ein Massenverlust bis zur Hälfte der Anfangsmasse des Sterns möglich, wodurch die Berücksichtigung dieser Materieströmung in Sternentwicklungsrechnungen unumgänglich wird. Da die Stärke des Massenverlustes (Massenverlustrate) jedoch in empfindlichem Maße von den fundamentalen Parametern eines Sterns - der Masse, des Radius und der Effektivtemperatur - abhängt, kann a priori keine Aussage darüber gemacht werden in welchem zeitlichen Abschnitt der Entwicklung die Sternevolution am stärksten beeinflusst wird. Dies dürfte nicht zuletzt der Grund für die gegenwärtigen Unklarheiten im Verständnis der Entwicklung von Wolf-Rayet Sternen sein, die als extrem heliumreiche Objekte ein Zwischenprodukt der Entwicklung massereicher Sterne bei ständigem Massenverlust darstellen. Wolf-Rayet Sterne sind mit einiger Sicherheit aus OB-Überriesen entstanden, wobei ihre Atmosphäre nach starkem Massenverlust nunmehr aus der Materie des früheren (im CNO-Zyklus nuklear prozessierten) Sterninneren besteht (WN-Stern). Da Wolf-Rayet Sterne selbst einen erheblichen Massenverlust zeigen, ist es sogar möglich, daß schließlich während ihrer Entwicklung im 3α -Prozess erzeugte Materie an die Ober-

fläche kommt (WC-Sterne) (Maeder, 1982; Doom et al., 1986; Prantzos et al., 1986). Zum Verständnis dieser extremen Entwicklung massereicher Sterne ist eine quantitative Theorie stellarer Winde unerlässlich.

In gleicher Weise ist die Entwicklung von Galaxien betroffen, denn stellare Winde sind neben Supernova-Explosionen die Hauptkontributoren von nuklear prozessiertem Material an das interstellare Medium, wodurch nicht nur die chemische Entwicklung sondern auch der Energiehaushalt der interstellaren Materie, sowie die lokale Sternentstehung beeinflusst werden. Das Verständnis der stellaren Winde ist somit entscheidend für das quantitative Verständnis von Stern- und Galaxienentwicklung. Hierbei muß betont werden, daß aufgrund der revolutionären Entwicklung der astronomischen Beobachtungstechniken innerhalb der letzten Jahre nicht nur unsere eigene Galaxie, sondern auch die anderen Mitglieder der Lokalen Gruppe sowie sogar noch entferntere Objekte quantitativ untersucht werden können.

Sternwinde sind zudem von erheblicher Bedeutung für die quantitative Spektroskopie. Die genauesten Rückschlüsse auf die physikalische Natur von Sternen werden bekanntlich durch spektroskopische Analysen der Strahlung ihrer (hydrostatischen) Photosphären ermöglicht. Deshalb ist es wichtig, die mögliche Beeinflussung des inneren hydrostatischen Bereichs durch den dynamisch bewegten Wind zu untersuchen. Bisherige Arbeiten haben gezeigt, daß sowohl eine direkte Auswirkung durch die in den äußeren photosphärischen Bereichen veränderte Dichteschichtung gegeben ist (siehe Pauldrach, Puls und Kudritzki, 1986, im weiteren PPK), als auch eine indirekte, die durch Metalllinien im Wind verursacht wird, die einen Großteil der kontinuierlichen photosphärischen Strahlung zurückstreuen (siehe Abbott und Hummer, 1985). Der zuletzt genannte, als "wind blanketing" bezeichnete Effekt, führt zu einer Erhöhung der lokalen Temperatur in den äußeren Schichten der Photosphäre und nimmt damit Einfluß auf den Spektraltyp des Sterns. Somit folgt, daß zur vollständigen Zustandsbeschreibung eines Sterns neben den fundamentalen Parametern (Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung, chemische Zusammensetzung) auch die grundlegenden Windparameter (Massenverlustrate und Endgeschwindigkeit) simultan zu betrachten und zu bestimmen sind.

Wie bereits erwähnt, hängen die beobachtbaren Eigenschaften der Sternwinde (Massenverlustrate, Windgeschwindigkeit) empfindlich von den Sternparametern ab. Dies ermöglicht im Prinzip die Bestimmung der Sternparameter aus den "Windlinien" des Spektrums mit einer Präzision, die den herkömmlichen Methoden (unter Verwendung photosphärischer Wasserstoff- und Heliumlinien) weit überlegen ist (siehe PPK oder Diplomarbeit Pauldrach). Insbesondere kann der Sternradius rein spektroskopisch direkt bestimmt werden, was bei Verwendung der scheinbaren Helligkeit einer Entfernungsbestimmung gleichkommt. Damit können die extrem leuchtkräftigen - und damit weithin sichtbaren - O-Sterne als ideale extragalaktische Entfernungsindikatoren genutzt werden (siehe auch Kudritzki und Hummer, 1986). Die Voraussetzung ist aber auch hier die Entwicklung einer zuverlässigen physikalischen Theorie der stellaren Winde, die sich an ihrer quantitativen Beschreibung aller beobachtbaren Eigenschaften überzeugend messen läßt.

II. Sternwinde: Beobachtete Eigenschaften und theoretischer Ansatz

1. Rückschlüsse aus Beobachtungen

Wie bereits erwähnt, stammen die ersten Anzeichen für eine kontinuierlich expandierende Hülle bei heißen Sternen von breiten blauverschobenen Absorptionslinien mit gleichzeitiger rotverschobener Emission (sog. P-Cygni Profilen), die durch UV-Satellitenbeobachtungen seit den späten 60er Jahren aufgenommen werden ("Einstein", "Copernicus", und "IUE"). Die Tatsache, daß die meisten dieser P-Cygni Profile sowohl eine photosphärische wie eine Windkomponente zeigen, läßt bereits erkennen, daß offensichtlich keine scharfe Abgrenzung zwischen Wind und Photosphäre existiert. Demzufolge ist die Annahme, daß das Windplasma sowohl thermodynamisch als auch materiell vergleichbar mit dem Photosphärenplasma ist, nur konsequent. Weitere Resultate aus den beobachteten P-Cygni Profilen erhält man durch empirisches Vorgehen.

i) Endgeschwindigkeit:

Die Endgeschwindigkeit v_{∞} läßt sich mit guter Genauigkeit aus der Frequenzverschiebung der Ruhefrequenz am blauen Ende der UV-Resonanzlinien bestimmen. Allerdings erhält man hieraus lediglich eine untere Schranke für die dynamische Endgeschwindigkeit, da für die Beobachtbarkeit der entsprechenden Linie sowohl eine ausreichende Dichte, als auch die Präsenz der zur Linie gehörigen Ionisationsstufe im gesamten Beschleunigungsbereich erforderlich ist. In Abschnitt (V.B.2.) wird gezeigt, daß dies nicht zwangsläufig für jede Resonanzlinie gegeben ist.

Endgeschwindigkeiten wurden von vielen Objekten bestimmt. Besonders herausragend ist hierbei die Arbeit von Snow und Morton (1976). 40 heiße Sterne wurden von diesen Verfassern untersucht, wobei sie Endgeschwindigkeiten im Bereich von 250 - 3500 km/s bestimmten. Wie Abbott (1978, 1982) nachwies, sind Windgeschwindigkeit und Entweichgeschwindigkeit von der Sternoberfläche einander proportional. Der Proportionalitätsfaktor liegt für OB-Sterne etwa bei drei (mit einer großen Streuung, die von der Unsicherheit in der Entweichgeschwindigkeit herrührt).

Ebenfalls erwähnenswert ist die Tatsache, daß Garmany und Conti (1985) durch eine umfassende Untersuchung an OB-Sternen in den Magellanschen Wolken (SMC und LMC) einen bereits vermuteten charakteristischen Unterschied der dortigen Endgeschwindigkeiten zu denen der Galaxis bestätigen konnten. Sie fanden, daß v_{∞} in der LMC generell um 600 km/s und in der SMC um 1000 km/s kleiner ist, als bei Objekten gleichen Spektraltyps in der Milchstraße. Die systematische Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit von Metallhäufigkeit und Entweichgeschwindigkeit muß von einer quantitativen Theorie selbstverständlich richtig wiedergegeben werden.

ii) Massenverlustrate:

Etwas mehr Aufwand als die Bestimmung der Endgeschwindigkeit erfordert die empirische Bestimmung der Massenverlustrate (im weiteren auch $\dot{M}$). Gegenwärtig werden hierzu zwei konträre sich ergänzende Methoden angewandt. Die mit einem geringeren systematischen Fehler behaftete Methode basiert auf der Analyse von gemessenen stellaren Radioflüssen, die von der frei-frei Strahlung der äußersten Schichten des Windes herrühren. Bei diesem von Morton und Wright (1978) entwickeltem Konzept ist außer dem gemessenen Radiofluß lediglich die Kenntnis der Endgeschwindigkeit und der Entfernung des Sterns erforderlich. Der einzige Nachteil dieses Verfahrens besteht in der Voraussetzung einer erheblichen Radioemission des Sterns, was die Anwendbarkeit auf die leuchtkraftstärksten Objekte beschränkt. Diese Beschränkung trifft jedoch in keiner Weise auf die zweite Methode zu. Bei dieser erhält man durch numerische Anpassung von UV P-Cygni Profilen - unter Zuhilfenahme der Kontinuitätsgleichung - eine Aussage über das Produkt aus Massenverlustrate und Ionisationsverhältnis. Da bei diesen Rechnungen (siehe Hamann, 1980, 1981; Lamers und Morton, 1976) einerseits ein empirisch approximativ bestimmtes Geschwindigkeitsfeld angenommen wird und andererseits die Ionisationsrechnungen aufgrund ihrer Komplexität stark vereinfacht durchgeführt werden, ist die resultierende Massenverlustrate mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet. Dennoch kommt diesem Verfahren, wegen seiner universellen Anwendbarkeit und seiner größenordnungsmäßig richtigen Ergebnisse, erhebliche Bedeutung zu.

Die durch die dargelegten Methoden bestimmten Massenverlustraten liegen in der Größenordnung von 10^{-5} bis $10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$. Hierbei stellt sich heraus, daß die Massenverlustraten hauptsächlich von der Leuchtkraft L abhängen. Es gilt z. B. für OB-Sterne $\dot{M} \propto L^{1.6}$ (siehe Garmany et al., 1981; Garmany und Conti, 1984; PPK). Auch diese Abhängigkeit muß von der Theorie erklärt werden.

iii) Stationarität:

Neben den fundamentalen Parametern der Massenverlustrate und der Endgeschwindigkeit ist für jede Theorie von stellaren Winden von extremer Wichtigkeit, inwieweit eine stationäre Betrachtung ausreicht. Auf der Basis von mannigfachen Untersuchungen kann als zusammenfassendes Ergebnis festgehalten werden, daß die Grundstruktur der P-Cygni Profile (von Be-Sternen abgesehen) im Wesentlichen stationär ist. Jedoch wurden von Henrichs (1984) und Prinja und Howarth (1986) driftende sog. "narrow line components" in den P-Cygni Profilen beobachtet. Diese Komponenten deuten zweifelsfrei darauf hin, daß die Winde von heißen Sternen prinzipiell nicht stationär sind, sondern daß komprimierte Schichten ("shells") sich durch den Wind hindurchbewegen. Inwieweit diese nicht stationäre Bewegung, deren Ursprung stochastischer, aber auch periodischer Art sein kann, das umgebende Windmedium beeinflusst, ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt unklar. Ein stationäres Modell erscheint als grundlegender erster Schritt vernünftig, um die Grundstruktur der Linien zu erklären. Jedoch sollten weitere Schritte auch die variablen "narrow components" einschließen.

iv) Temperatur - Ionisationsverhältnisse - Röntgenfluß:

Die am schwierigsten durch Beobachtung direkt zu ermittelnde Größe in stellaren Hüllen ist die kinetische Gastemperatur T . Die Kenntnis von T ist jedoch nicht nur für das physikalische Verständnis der Winde von außerordentlicher Bedeutung, sondern beeinflusst auch die Resultate jeder angewandten Theorie entscheidend. Von größter Wichtigkeit erwies sich eine Methode, die Castor (1979) vorschlug: Durch Beobachtung des durch frei-frei Absorption in der Hülle gebildeten Infrarotspektrums,

das in einfacher Weise von der Temperatur abhängt und im Wesentlichen keine Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zeigt, ist es möglich, eine Aussage über die Temperaturschichtung im Wind zu erhalten. Die einzige Schwäche dieser Methode ist die nur "sanfte" Temperaturabhängigkeit der frei-frei Strahlung, was ein äußerst sorgsames Vorgehen bei der Durchführung erforderlich macht. Lamers et al. (1984) ist es mit Hilfe dieser Methode und Satellitendaten (IRAS) aus dem fernen IR kürzlich gelungen, die Gastemperatur in der Hülle eines O-Sterns (ζ -Puppis) zu bestimmen. Sie fanden, daß die kinetische Temperatur im Wind nahezu konstant ist und in etwa der Effektivtemperatur des Sterns entspricht.

Diese Erkenntnis erschwert nun aber in entscheidender Weise das Verständnis der beobachteten Ionisationsverhältnisse in den Winden von O und B-Sternen (siehe Lamers und Morton, 1976; Hamann, 1980, 1981; Olson und Castor, 1981). Neben Ionisationsstufen wie OIV, NIII, NIV, CIII, die durch Photoionisation vom Grundzustand in einem "kühlen Wind" ($T \approx T_{\text{eff}}$) mühelos produziert werden können, beobachtet man nämlich auch extrem hohe Ionisationsstufen wie NV, OVI, SVI, die auf diesem Wege nicht erreicht werden können. Diese "Superionisation" wurde bisher im Rahmen zweier alternativer Ansätze erklärt: Das "warme Windmodell", bei dem T ungefähr $2 \cdot 10^5 \text{ K}$ angesetzt wird, so daß Stoßionisation die gewünschte Ionisation bewirkt (Hamann, 1980, 1981; Lamers und Morton, 1976; Lamers und Rogerson, 1978) und das "dünne Koronamodell", bei dem Röntgenstrahlung einer dünnen Schicht am Boden des Windes mit $T \approx 10^6$ durch Auger-Ionisation effektiv wird (Olson, 1978; Cassinelli und Olson, 1979; Olson und Castor, 1981; Waldron, 1984). Beide Ansätze sind durch die Arbeit von Lamers et al. (1984) hinfällig geworden, so daß das Problem der "Superionisation" noch ungelöst ist.

Eventuell im Zusammenhang mit der "Superionisation" steht der große Strahlungsfluß der OB-Sterne im Röntgenbereich, der weit über das hinausgeht, was durch "kühle Winde" an Röntgenstrahlung produziert werden kann. Über die Quelle(n) dieser Strahlung besteht ebenfalls noch Unklarheit; Die gängigen Modellvorstellungen werden in Abschnitt 3. diskutiert.

v) Rotation - Magnetfelder

Es ist seit langem bekannt, daß der Zustand von OB-Sternen in der Regel durch schnelle Rotation gekennzeichnet ist. Messungen von $v_{\text{rot}} \sin i$ ergeben Rotationsgeschwindigkeiten v_{rot} zwischen 50 und 300 km/s (siehe Conti und Ebbets, 1977).

Magnetfelder wurden bei O-Sternen bisher nicht nachgewiesen. Landstreet (1982) fand bei der Untersuchung an 31 frühen Hauptreihensternen keine meßbaren Magnetfelder. Der Sensibilität seines Vorgehens entsprechend ist damit für das mögliche Vorhandensein der Magnetfelder eine obere Schranke von 100 Gauss vorgegeben.

Somit kann a priori nicht ausgeschlossen werden, daß sowohl die Sternrotation als auch die Magnetfelder die dynamischen Prozesse der stellaren Winde beeinflussen.

vi) Zusammenfassend folgt aus den Beobachtungen:

- Stellare Winde heißer Sterne zeigen breite durch ein Geschwindigkeitsfeld verschobene Absorptionslinien, die auf eine Endgeschwindigkeit v_{∞} von 250 - 3500 km/s hinweisen.
- v_{∞} ist zur Entweichgeschwindigkeit v_{esc} proportional (Faktor 2 - 4).
- Die Endgeschwindigkeiten von OB-Sternen in den Magellanschen Wolken sind deutlich kleiner als die Endgeschwindigkeiten bei vergleichbaren Objekten in der Galaxis (Abhängigkeit von der Metallhäufigkeit).
- Die Massenverlustraten von heißen Sternen liegen in der Größenordnung von 10^{-5} - $10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$.
- Die P-Cygni Profile der betreffenden Objekte sind bezüglich der Grundstruktur stationär, zeigen aber eine nicht stationäre überlagerte Komponente, die auf komprimierte Dichteschichten im Wind hinweist.

- Die kinetische Gastemperatur in der Hülle entspricht in etwa der Effektivtemperatur des Sterns.
- Neben den zu erwartenden Ionisationsstufen existieren anomal hohe Ionisationsstufen wie OVI und NV in den Winden von OB-Sternen.
- O- und B-Sterne zeigen extrem große Strahlungsflüsse im Röntgenbereich.
- Sowohl die Rotationsgeschwindigkeiten als auch die Magnetfelder sind bei OB-Sternen von a priori nicht vernachlässigbarer Größenordnung.

2. Theoretische Grundlagen - das bisherige Standardmodell

Spätestens seit der Entwicklung von detaillierten non-LTE Analysen für heiße Sterne besteht kein Zweifel darüber, daß Strahlungsprozesse den energetischen und thermodynamischen Zustand in der Photosphäre und den darüberliegenden Schichten ($v < a$ -Schallgeschwindigkeit) bestimmen (siehe Kudritzki et al., 1983; Kudritzki, 1979, 1980, 1985; Simon et al., 1983).

Betrachtet man ferner den immensen Impuls, der im Strahlungsfeld in Form von auswärts strömenden Photonen vorhanden ist, so erscheint es zwangsläufig den Strahlungsdruck als Beschleunigungsmechanismus für die Winde von heißen Sternen zur Verantwortung zu ziehen. In der Tat hat sich in der Vergangenheit die Theorie der radiativ getriebenen stellaren Winde als einzige qualitativ bewährt (siehe Castor, Abbott und Klein, 1975). Die in den letzten Jahren durchgeführten entscheidenden Verbesserungen bewiesen zudem ihre quantitative Brauchbarkeit (siehe Pauldrach et al., 1985; PPK).

Das dieser Theorie zugrunde gelegte Prinzip des Kopplungsmechanismus zwischen Strahlungsimpuls und Plasmaimpuls wurde bereits in den 20er Jahren von Johnson (1925) und Milne (1926) entdeckt: Aufnahme des radialen Strahlungsimpulses von einer Vielzahl von Spektrallinien der im Wind vorhandenen Ionen.

Die Funktionsweise dieses Mechanismus läßt sich in vereinfachter Form folgendermaßen darlegen: Ein im Lagrange'schen Koordinatensystem radial bewegtes Ion, das einen Linienübergang bei der Frequenz ν_0 besitzt, absorbiert in Abhängigkeit seines Ortes und der dortigen lokalen Geschwindigkeit aufgrund des Dopplereffektes Kontinuumsstrahlung der Frequenz $\nu_0(1+v/c)$, wobei der mittlere Impuls $h\nu/c$ übertragen wird (zwar reemittiert das Ion wieder spontan, aber wegen der Isotropie der spontanen Emission bleibt ein Nettoimpulsübertrag).

Der durch eine Windlinie übertragene Impuls übersteigt somit um ein Vielfaches den entsprechenden Wert einer statischen Atmosphärenlinie, da bei jedem Geschwindigkeitswert des sich nach außen beschleunigenden Windes stets ungeschwächte Kontinuumsstrahlung auf die Linie einwirkt.

Castor, Abbott und Klein (1976) führten den für die Anwendbarkeit des Prinzips wesentlichen Nachweis, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Protonen gegenüber den beschleunigten Ionen in Relation zur lokalen und thermischen Geschwindigkeit vernachlässigbar klein ist. Das heißt, die vom Strahlungsfeld auf die Ionen übertragene Impulsrate steht im direkten Gleichgewicht mit dem Impulsverlust durch Coulomb-Stöße mit nicht beschleunigten Protonen und Elektronen. Das Plasma der stellaren Winde kann diesbezüglich als einkomponentiges Medium betrachtet werden.

Lucy und Solomon (1970) konnten als erste zeigen, daß durch den auf UV-Spektrallinien übertragenen Strahlungsimpuls stellare Winde ausgelöst und aufrecht erhalten werden können. Darauf aufbauend konnte Abbott (1979) zeigen, daß der Bereich des HR-Diagramms in dem radiative Winde ausgelöst werden mit dem Bereich übereinstimmt, in dem diese Winde auch beobachtet werden.

Nicht zuletzt angesichts dieser überzeugenden Argumente besteht vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet kein ernstzunehmender Zweifel an einem durch Linien getriebenen stellaren Wind.

So gesehen muß die auf einer solchen Theorie basierende erste selbst-konsistente Behandlung von Castor, Abbott und Klein (1975; im weiteren CAK) als fundamentales Basiswerk betrachtet werden. Erstmalig trugen CAK der enormen Anzahl von starken und schwachen Linien, die im Lyman-Kontinuum vorhanden sind, qualitativ Rechnung.

Es konnte gezeigt werden, daß erst durch die Berücksichtigung dieser vielen verschiedenen Linien die Theorie mit den Beobachtungen qualitativ übereinstimmt. Da bereits der Rahmen dieser Vorgehensweise ein formidables Problem darstellt, war es unvermeidlich, zahlreiche und auch z. T. drastische Approximationen zu benützen.

In den Arbeiten von Abbott (1982) und PPK wurden einige dieser Approximationen entscheidend verbessert. Hieraus ergibt sich das heutige **STANDARDMODELL** für radiativ getriebene Sternwinde, das im Folgenden diskutiert wird:

Diskussion des Standardmodells

i) Viskosität - Wärmeleitung

Als eventuelle Transportphänomene wurden Viskosität und Wärmeleitung vernachlässigt. Castor, Abbott und Klein (1976) zeigten jedoch, daß diese Vorgänge für die beobachteten Winde vollkommen irrelevant sind und lediglich bei eventuell vorhandenen Schocks einen geringfügigen Einfluß zeigen können.

ii) Magnetfelder - Sternrotation

Ebenfalls vernachlässigt wurden Magnetfelder und Sternrotation als Phänomene, die zusätzlichen Einfluß auf den Beschleunigungsmechanismus nehmen können.

Friend und Mac Gregor (1984) konnten jedoch zeigen, daß der Einfluß von derartigen Magnetfeldern in der beobachteten Größenordnung (< 100 Gauss) selbst in Kombination mit Sternrotation vernachlässigbar ist. Erst Magnetfelder im Bereich von 10^3 Gauss hatten bei ihren Untersuchungen eine signifikante Modifizierung der Windparameter zur Folge. Somit kann zumindest bei O-Sternen von einer Berücksichtigung der dynamischen Eigenschaften makroskopischer Magnetfelder abgesehen werden, wohingegen bei B und insbesondere Be-Sternen weitere Beobachtungsprojekte abzuwarten sind, bevor eine vergleichbare Aussage erfolgen sollte.

Die Vernachlässigbarkeit von Magnetfeldern voraussetzend konnte ferner von PPK anhand eines quantitativ realistischen Strahlungsdruckmodells gezeigt werden, daß äquatoriale Rotationsgeschwindigkeiten mit $v_{\text{rot}} < 200$ km/s ebenfalls keine signifikante Veränderung der Windparameter bei O-Sternen zur Folge haben.

iii) Behandlung der Linienbeschleunigung

Da zur Berechnung der Linienbeschleunigung individuelle Beiträge von einer immensen Anzahl von Linien zu berücksichtigen sind, betrifft die entscheidende Näherung zur Lösung des Problems die Behandlung der Linienkraftbeiträge. Hierbei wird die "Sobolev-Approximation" verwendet.

Der grundlegende Gedanke dieser Approximation besteht in der Annahme einer gegenüber der lokalen Geschwindigkeit vernachlässigbaren thermischen Dopplergeschwindigkeit, wobei ausschließlich thermische Verbreiterung der natürlichen Linienprofile zugrunde gelegt wird. Diese entsprechend der vereinfachenden Näherung auch als "narrow-line-limit" bezeichnete Approximation wurde von Castor (1970) und Lucy (1971) ausführlich begründet und dargelegt.

Dennoch sind Zweifel über die Anwendbarkeit der Sobolev-Approximation im Zusammenhang mit stellaren Winden nicht unberechtigt, da diese Näherung im gesamten Beschleunigungsbereich, also auch im Unterschallbereich bei lokalen Geschwindigkeiten kleiner der thermischen Geschwindigkeit, verwendet wird. Nicht zuletzt dieser Gesichtspunkt veranlasste Weber (1981) und Leroy und Lafon (1982) den Einfluß der Sobolev-Näherung auf die dynamische Struktur des Windes zu untersuchen. Hierbei wurde der Linienstrahlungstransport in exakter Weise behandelt. Aufgrund des erheblichen Aufwandes, den diese Vorgehensweise erfordert waren Einschränkungen bezüglich der Selbstkonsistenz des Modells erforderlich; Weber betrachtete eine auf dem CAK-Modell beruhende Linienstatistik und vermied somit die exakte Berechnung der Linienkraft, wohingegen Leroy und Lafons's Vorgehensweise durch die Vorgabe eines Geschwindigkeitsfeldes phänomenologischen Charakter hat. Der Vergleich der Ergebnisse von CAK und Weber legte erhebliche Abweichungen sowohl in den Massenverlustraten als auch in den Geschwindigkeitsfeldern dar. Jedoch konnte von PPK gezeigt werden, daß die Ursache dieser Abweichungen nicht die Anwendung der Sobolev-Approximation ist, sondern eine weitere von CAK zur Vereinfachung benutzte Näherung, die sog. "radial streaming approximation" (ausführliche Beschreibung siehe Diplomarbeit Pauldrach). Durch korrekte Behandlung der Sobolev-Approximation konnten PPK in einem erneut durchgeführten Vergleich schlüssig nachweisen, daß beide Modelle - das modifizierte CAK-Modell und das Modell mit korrekter Behandlung des Linienstrahlungstransports - im Beschleunigungsbereich nahezu identische Linienkräfte ergeben. Nennenswerte Abweichungen traten erst in tiefliegenden Schichten auf, in denen die Strahlungsbeschleunigung ausschließlich durch das Kontinuum - bei O-Sternen in Form von Thomson-Streuung - bestimmt wird.

iv) "Core-Halo" Struktur

Durch den lokalen Charakter der Sobolev-Approximation, der einen Linienstrahlungstransport erübrigt, wird eine zusätzliche Näherung nahegelegt. Hierbei wird für die Hülle des Sterns eine "Core-Halo" Struktur angenommen, wobei der "Core" durch eine statisch berechnete Photosphäre und der "Halo" durch eine für die Dynamik relevante Hülle repräsentiert wird. Der Vorteil dieser Vorgehensweise besteht in der unabhängigen Lösung zweier im Prinzip miteinander verbundener Problemkreise. Diese Aufspaltung setzt jedoch voraus, daß einerseits die Kontinuumsformation bereits in der Photosphäre abgeschlossen ist und andererseits dynamische Effekte keinen Einfluß auf die Photosphäre zeigen. In hohem Maße gerechtfertigt sind diese Annahmen für OB-Sterne (siehe PPK), wohingegen für Wolf-Rayet Sterne, die eine extrem ausgedehnte Photosphäre besitzen, diese Annahmen fragwürdig erscheinen.

Ferner wird bei der "Core-Halo" Struktur vorausgesetzt, daß der für die Hüllenberechnung benützte photosphärisch emergente Fluß nicht durch Strahlungsrückstreuung der Windlinien beeinflusst wird. Dieser sehr wohl vorhandene, als "wind-blanketing" bezeichnete Effekt (siehe Abbott und Hummer, 1985) führt, wie eingangs erwähnt, zu einer Temperaturerhöhung in den äußeren photosphärischen Schichten und damit zu einer Veränderung des von der Photosphäre emittierten Strahlungsfeldes.

Diese gegenseitigen Rückwirkungen zwischen "Core" und "Halo" verdeutlichen, daß die weitläufig benützte Näherung der getrennten Behandlung von Photosphäre und Hülle nicht bedenkenlos verwendet werden kann.

v) "multi-line transfer" Effekte

Eine eng mit der "Core-Halo" Struktur verbundene Approximation geht davon aus, daß die Linien ausschließlich mit der photosphärischen Strahlung wechselwirken. Dies ist jedoch nur gewährleistet, falls die Grundbedingung $\Delta v > 2v_0 v_\infty / c$ ($\Delta v \hat{=}$ maximale Dopplerverschiebung einer Linie im Wind) für die frequentielle Trennung einzelner Linien nicht verletzt wird, da ansonsten selbst bei einem monotonen Geschwindigkeitsfeld neben

photosphärischen Photonen auch Photonen der nächstgelegenen "blauen" Nachbarlinie(n) mit der betrachteten Linie wechselwirken können.

Dieser "multi-line transfer" Effekt kann, wie Untersuchungen von Friend und Castor (1983) und Abbott und Lucy (1985) zeigen, bei bestimmten Objekten von erheblicher Bedeutung sein, da im UV-Bereich - der Bereich in dem die meisten zur Beschleunigung beitragenden Linien liegen - obige Bedingung von der Mehrzahl der Linien verletzt wird (siehe Abbott und Lucy, 1985) und somit eine Modifikation der Impulsausnutzung des radiativen Anteils der Photonen erfolgt. Der Charakter dieser Aussage ist den bisherigen Ergebnissen zufolge, jedoch rein qualitativ, da einerseits Friend und Castor (1983) ihren Untersuchungen ein statistisches Modell zugrunde legten und andererseits Abbott und Lucy (1985) ein vorgegebenes, nicht konsistent berechnetes Geschwindigkeitsfeld in einer Monte Carlo Methode verwandten. Somit ist für den quantitativen Einfluß von "multi-line transfer" Effekten eine korrekte selbstkonsistente Behandlung, wie sie gegenwärtig von Puls (1986) durchgeführt wird, abzuwarten.

Das gegenwärtige Standardmodell berücksichtigt alle zur Strahlungsbeschleunigung beitragenden Linien so, als ob ihnen die volle photosphärische Strahlung zur Verfügung steht. Abschattung durch Nachbarlinien bzw. Mehrfachstreuung wird nicht berücksichtigt.

vi) Stationarität

Ebenfalls inkorrekt wird die Annahme einer ausschließlich mit photosphärischer Strahlung wechselwirkenden Linie bei nicht monotonen Geschwindigkeitsfeldern (siehe Rybicki und Hummer, 1978), da in einem derartigen Fall eine Linie - aufgrund mehrfach vorhandener "Sobolev-Resonanzflächen" - sogar mit sich selbst wechselwirken kann. Berechnete Geschwindigkeitsfelder, die auf einem stationären, radialsymmetrischen Modell beruhen, zeigen ausnahmslos einen monotonen Verlauf (siehe CAK, PPK), so daß der geschilderte Sachverhalt nur bei nicht zutreffender Stationarität relevant ist.

In diesem Zusammenhang sind Untersuchungen von lokalen chaotischen

Überschallbewegungen, die die Strömung multipel nicht monoton gestalten, wesentlich (Lucy, 1982; Owocki und Rybicki, 1984, 1985; Krolik und Raymond, 1985).

Lineare Stabilitätsanalysen, die im Wesentlichen von Owocki und Rybicki (1984, 1985) durchgeführt wurden, ergaben, daß liniengetriebene Winde gegenüber Fluktuationen von geringer Geschwindigkeitsamplitude im äußeren Bereich des Windes instabil sind, wobei die Amplitude durch gegenseitiges Abschatten der "Resonanzflächen" auf einen Maximalwert begrenzt wird. Obwohl korrekte numerische Rechnungen für diese Maximalamplitude ausstehen, deutet doch vieles darauf hin, daß diese liniengetriebenen Instabilitäten sich bis in den Schockbereich hinein erstrecken können.

Auf dieser Annahme basierend entwickelte Lucy (1982) ein phänomenologisches Modell, dem er eine Maximalamplitude und ein multipel nicht monotones Geschwindigkeitsfeld zugrunde legte (der phänomenologische Aspekt dieses Modells betrifft die Anpassung der durch die radiativen Kühlzonen aus dem "post-shock" Bereich emittierten Röntgenstrahlung an den beobachteten Röntgenfluß, wobei der Fitparameter der maximalen Geschwindigkeitsamplitude entspricht). Im Gegensatz zu einem stationären Modell bewirkt das multipel nicht lineare Geschwindigkeitsfeld, das durch räumlich eng benachbarte Schocks verursacht wird, eine Abschattung des Interschockgebietes vom photosphärischen Strahlungsfeld. Der Wind wird somit im Wesentlichen von den Schockbereichen, die direkt vom "Core" bestrahlt werden, beschleunigt. Auf den ersten Blick scheint dieser Gegensatz zum stationären Modell bedeutsam zu sein; Lucy konnte jedoch zeigen, daß die mittlere lokale Geschwindigkeit des chaotischen Windes durch dieselbe Bewegungsgleichung beschrieben wird, wie das stationäre Modell. Dieses überraschende Resultat, dessen Ursache auf die geringe maximale Geschwindigkeitsamplitude gegenüber der lokalen Geschwindigkeit zurückzuführen ist, macht deutlich, daß der Impulsübertrag vom Strahlungsfeld auf das Plasma im Wesentlichen von den lokalen gemittelten stationären Größen und nicht vom exakten zeitlichen Verlauf bestimmt wird.

Im Hinblick auf dieses Resultat können stellare Winde als stationär und

deren Geschwindigkeitsfelder als monoton betrachtet werden, solange man lediglich an zeitlich gemittelten Strömungen interessiert ist und der monotone Geschwindigkeitsverlauf mit der stationären Bewegungsgleichung verträglich ist.

vii) Ionisation und Elektronenanregung gebundener Zustände

Ungeachtet der dynamischen Instabilitätseigenschaften setzt die stationäre monoton verlaufende Strömung implizit voraus, daß das Plasma im gesamten Beschleunigungsbereich ständig die Fähigkeit besitzt durch Linienabsorption photosphärischen Strahlungsimpuls auf die Materie zu übertragen. Dies erfordert eine ausreichende Besetzung der entsprechenden Energieniveaus der einzelnen Ionen, d. h. geeignete Bedingungen für die Ionisation und die Elektronenanregung gebundener Zustände. Die zusätzlichen Voraussetzungen für die Monotonie der Strömung sind somit 1. keine abrupten Veränderungen der Ionisationsverhältnisse im Wind und 2. lediglich geringfügige Änderungen in den Besetzungszahlen der gebundenen Zustände, die mit für die Beschleunigung relevanten Linien verbunden sind.

Da im Standardmodell radiativ getriebener Winde der antreibende Impuls durch die Linienabsorption erfolgt, ist eine detaillierte Kenntnis der Ionisationsverhältnisse und der Besetzungszahlen von grundlegender Wichtigkeit für die selbstkonsistente theoretische Beschreibung der Dynamik von stellaren Winden. Aber gerade dieser entscheidende Bereich wurde in den bisher bestehenden Arbeiten mit wenig Sorgfalt behandelt, und zwar nicht nur bezüglich der Theorie von stellaren Winden, sondern auch bezüglich der Spektraldiagnostik (siehe Lamers und Morton, 1976; Lamers und Rogerson, 1978; Hamann, 1980, 1981).

Die wohl unrealistischste Näherung der Besetzungszahlenberechnung wurde von CAK verwendet. Hier wurden keinerlei Ionisationsrechnungen durchgeführt, sondern die gesamte Linienkraft wurde nur durch CIII Linien repräsentiert. Die Anregung wurde ohne tiefere Begründung durch das lokale thermodynamische Gleichgewicht (im Weiteren LTE) beschrieben, wobei die Temperatur als konstant im Wind betrachtet wurde ($T = T_{\text{eff}}$).

Eine entscheidende Verbesserung, zumindest bezüglich der Repräsentation der Linienkraft, wurde von Abbott (1982) erzielt. Er verwendete eine Linienliste, die alle Elemente, die aufgrund ihrer Häufigkeit zur Kraft beitragen können, enthält. Mit 250000 Linien wurden die Elemente von H - Zn in den Ionisationsstufen I - VI bezüglich 16200 Levels berücksichtigt. Aber dennoch basieren seine Annahmen für die Berechnung der Ionisationsgleichgewichte auf fragwürdigen Fakten. Er ging davon aus, daß alle Linien im Wind optisch dick sind und somit die Besetzungszahlen durch direkte Rekombination und Ionisation bestimmt sind. Zusätzliche Annahmen waren - wie bei der folgenden Betrachtung von Abbott und Lucy (1985) - ein optisch dünnes Kontinuum, das sich geometrisch verdünnt und ein vernachlässigbarer Einfluß von Elektronenstößen.

Der bisher vertrauenswürdigste Ansatz zur Berechnung des Ionisationsgleichgewichts im Wind geht von einer "quasi gaseous nebula" Approximation aus, also einem Ansatz wie er auch in Planetarischen Nebeln verwendet wird. Dieser Betrachtung legten Abbott und Lucy (1985) die Annahme zugrunde, daß alle Linien im Wind optisch dünn sind und somit das Ionisationsgleichgewicht durch Photoionisation vom Grundzustand und Rekombination zu allen Niveaus festgelegt wird (Abbott's (1982) Linienliste wurde den Rechnungen in reduzierter Form zu Grunde gelegt).

Wie leicht nachzuprüfen ist, enthalten jedoch beide Beschreibungen, sowohl die von Abbott als auch die von Abbott und Lucy, unvollständige Annahmen, denn durch Berechnung der auf diesen Besetzungszahlen beruhenden Linienkraft zeigt sich, daß etwa 50 - 70 % der Linienkraft auf optisch dicke Linien zurückzuführen sind, während die verbleibende Linienkraft sich auf optisch dünne Linien bezieht. So gesehen, sind sowohl optisch dünne also auch optisch dicke Linien für die Dynamik und damit für die Berechnung der Besetzungszahlen relevant. In gleicher Weise bedenklich erscheint die vollständige Vernachlässigung von gebunden-gebunden Stoßprozessen, denn einerseits liegen die Elektronendichten im Beschleunigungsbereich mit $10^{14} - 10^{10}$ Teilchen pro cm^3 erheblich über den Dichten in Planetarischen Nebeln und andererseits sind Coulomb-Stöße - wie Castor, Abbott und Klein (1976) gezeigt haben - häufig genug um den beschleunigenden Impuls der Ionen auf das gesamte Plasma zu übertragen.

Ein weiterer wesentlicher Test der geschilderten Vorgehensweisen betrifft die Annahme eines optisch dünnen, sich geometrisch verdünnenden Kontinuums. Rechnungen, die die Besetzungszahlen von Abbott bzw. Abbott und Lucy verwenden, zeigen, daß das kontinuierliche Strahlungsfeld - bei O-Sternen - jenseits der HeII Grundzustandskante optisch dick ist, d. h. für das Ionisationskontinuum jenseits dieser Kante - betrifft nahezu alle relevanten Ionisationskanten der Metalle (Elemente mit Ordnungszahl > 2) - ist der korrekte Kontinuumsstrahlungstransport, wie von Castor (1979) vorgeschlagen, erforderlich.

Da im Rahmen dieser Verfahren die bereits geschilderte Superionisation nicht reproduziert werden konnte, erscheint allein aus diesem Grund Skepsis berechtigt. Es ist offensichtlich, daß zunächst die vollständigen statistischen Ratengleichungen in selbstkonsistenter Weise gelöst werden sollten, um einerseits die bisherigen "ad hoc" Approximationen zu überprüfen und andererseits die tatsächlichen Abweichungen zu den beobachteten Ionisationsverhältnissen quantitativ zu erfassen, denn nur unter der Voraussetzung einer näherungsweisen Übereinstimmung von beobachteten und berechneten Besetzungszahlen kann davon ausgegangen werden, daß die Linienkraft richtig bestimmt und damit ein tatsächlicher Vergleich zwischen beobachteten und theoretisch bestimmten Windparametern ermöglicht wird.

Bezüglich der Formulierung der non-LTE Ratengleichungen ist es wichtig zu überprüfen, ob durch das Geschwindigkeitsfeld verursachte Advektionsterme von Bedeutung sind. Der kritischste, weil langsamste Mikroprozess ist hierbei die Rekombination. Es stellt sich jedoch heraus, daß ihre Zeitskala klein gegenüber der charakteristischen Expansionszeitskala des Windes ist (siehe Lamers und Morton, 1976; Lucy und Solomon, 1970; Klein und Castor, 1978). Advektionsterme können somit vernachlässigt werden.

Lucy (1986) wies jedoch auf eine mögliche Ausnahme von dieser Schlußfolgerung hin. Diese Ausnahme betrifft Sterne, die eine H^+ , He^+ oder He^{++} Rekombinationszone im Wind enthalten können. Durch die von der Rekombinationszone im Ionisationskontinuum beeinflusste Strahlung können bei diesen Objekten Diskontinuitäten in den Ionisationsverhältnissen der

Metalle auftreten, was eine signifikante Veränderung nicht nur der zur Beschleunigung beitragenden Ionen, sondern der Linienkraft selbst zur Folge hätte. Unter diesen Voraussetzungen könnten die ansonsten vernachlässigbaren Advektionsterme eine stationäre Lösung der konstituierenden Gleichungen ausschließen, bzw. zu einer der Windlösung überlagerten "impliziten Pulsationskomponente" führen. Fraglos kann für hierfür verdächtige Objekte nur eine zeitabhängige Behandlung eine Antwort auf diese Problematik geben. Voraussetzung für eine solche Behandlung ist aber eine möglichst genaue Berechnung der stationären Besetzungszahlen, da nur auf dieser Grundlage eine Entscheidung über die Notwendigkeit einer zeitabhängigen Rechnung möglich ist.

viii) Zusammenfassung der Annahmen für das Standardmodell

- Für O-Sterne kann eine radialsymmetrische, einkomponentige Strömung betrachtet werden, bei der Viskosität, Wärmeleitung, Sternrotation und Magnetfelder vernachlässigbar sind.
- Die Sobolev-Approximation ist bei OB-Sternen von ausreichender Genauigkeit für die Behandlung der Linienkraftbeiträge.
- Die Annahme einer "Core-Halo" Struktur ist bei normalen OB-Sternen eine gute Näherung. Für Objekte am Eddington-Limit (extreme Überriesen, WR-Sterne) mit ausgedehnten Photosphären ist jedoch Vorsicht geboten.
- "multi-line transfer" Effekte sind prinzipiell zu berücksichtigen. Zur Zeit liegen aber noch keine quantitativen Ergebnisse über ihren tatsächlichen Einfluß vor.
- Die Annahmen von Stationarität und monotonen Geschwindigkeitsfeldern sind zulässig im Hinblick auf die Ergebnisse für zeitlich gemittelte Strömungen.
- Bezüglich der Besetzungszahlen ist eine korrekte selbstkonsistente Lösung der vollständigen statistischen Ratengleichungen erforderlich, da bisherige approximative Vorgehensweisen zu grobe und mit den Ergebnissen inkonsistente Näherungen beinhalten.
- Die Annahme einer aus dem Strahlungsgleichgewicht bestimmten Temperaturschichtung ist näherungsweise in Übereinstimmung mit Beobachtungen (siehe Gabler et al., 1986). Dennoch sollte der Einfluß von Energiedissipation in Schocks untersucht werden.

3. Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung

i) Massenverlustraten - Endgeschwindigkeiten

Der erste umfassende quantitative Vergleich wurde von Abbott (1982) durchgeführt und führte zu einem enttäuschenden Ergebnis: Obwohl Abbott im Wesentlichen alle zur Kraft beitragenden Linien berücksichtigte (siehe Abschnitt (2. vii))) waren die für OB-Sterne errechneten Massenverlustraten systematisch um einen Faktor 2-3 zu groß. Die berechneten Endgeschwindigkeiten v_{∞} in Einheiten der jeweiligen Fluchtgeschwindigkeit v_{esc} lagen im Bereich von 1.1 - 1.3, wohingegen die beobachteten Werte einen Bereich von 2-4 umfassen. Dies ist ohne Zweifel eine schwerwiegende Diskrepanz. PPK konnten jedoch nachweisen, daß der Grund für diese Diskrepanz in der unter Abschnitt (2. iii)) diskutierten "radial streaming approximation" liegt. PPK vermieden diese Näherung indem sie die von Abbott berechnete Linienkraft durch eine entsprechende Korrekturfunktion modifizierten. Es zeigte sich, daß die mit diesem Standardmodell berechneten Massenverlustraten und Endgeschwindigkeiten sowohl für O-Sterne als auch für B-Überriesen in Einklang mit den beobachteten Werten sind. Selbst für einen WR-Stern konnte gezeigt werden, daß dessen extremer Wind mit der Theorie der Strahlungsbeschleunigung verträglich ist (siehe Pauldrach et al., 1985).

Trotz dieses Erfolges, der zweifelsohne für die Theorie der radiativ getriebenen stellaren Winde spricht, muß darauf hingewiesen werden, daß die Sternparameter der von PPK verwendeten Objekte mit einer erheblichen Ungenauigkeit behaftet sind. Da andererseits die Windparameter in nicht unerheblichem Maße von den Sternparametern abhängen (siehe Pauldrach, 1985 und Abschnitt (I)), steht ein detaillierter quantitativer Test mit präzise bestimmten Sternparametern weiterhin aus, obwohl als halber Schritt in diese Richtung das Vorgehen von Abbott und Lucy (1985) zu werten ist (siehe Abschnitt (2. v))). Sie verwendeten zwar durch non-LTE Rechnungen präzise bestimmte Sternparameter (siehe Kudritzki et al., 1983) nahmen aber ein vorgegebenes nicht konsistent berechnetes Geschwindigkeitsfeld an. Dennoch spricht auch in diesem Fall die mit Beobachtungen übereinstimmende Massenverlustrate

für die Theorie der radiativ getriebenen Winde.

Alle theoretischen Bestrebungen, die zur Klärung der Physik stellarer Winde unternommen wurden, beschränkten sich bisher auf Objekte der Milchstraße. Gerade aber durch signifikante Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung anderer Galaxien könnte ein tieferer Einblick in das Verständnis der Winde gewonnen werden.

Von besonderem Interesse sind hierbei - aufgrund der geringen Entfernung zur Galaxis - die Magellanschen Wolken. Wie in Abschnitt (1. i)) dargelegt, besteht in der Tat ein charakteristischer Unterschied zwischen stellaren Windobjekten der Galaxis und der Magellanschen Wolken im Hinblick auf die Endgeschwindigkeiten. Aber auch die Metallhäufigkeiten (im Weiteren auch Z) der Magellanschen Wolken sind gegenüber der Galaxis erheblich reduziert (siehe z. B. Dufour, 1984). Im Rahmen des Standardmodells radiativ getriebener Winde liegt eine entsprechende Z-Abhängigkeit der Windeigenschaften durchaus nahe, da ja der Wind gerade durch Metalllinienabsorption verursacht wird.

Ein quantitativer Vergleich steht jedoch noch aus. Es ist offensichtlich, daß ein solcher Vergleich einen wichtigen Test der Theorie darstellt.

ii) Superionisation - Röntgenfluß - "narrow line components"

Wie in Abschnitt (1. iv)) dargelegt wurde, scheint der von OB-Sternen emittierte Röntgenfluß eng mit dem Vorhandensein anomal hoher Ionisationsstufen wie OVI und NV verknüpft zu sein. Denn einerseits werden sowohl die Röntgenstrahlung als auch die Superionisation bei Sternen gleichen Spektraltyps beobachtet. Andererseits kann OVI weder durch Photoionisation vom Grundniveau von OV durch den emergenten Fluß eines statischen Photosphärenmodells (siehe Abschnitt (2. iv)) erklärt werden (siehe Castor, 1979), noch durch Temperatur bedingte Verstärkung der Stoßionisation eines warmen Windmodells. Die Gründe hierfür sind bereits genannt: Im ersten Fall sind die erhaltenen Ionisationsverhältnisse für OVI und NV um Größenordnungen zu klein und im zweiten Fall sprechen die Beobachtungen klar gegen ein warmes Windmodell (siehe Lamers et al., 1984 und Abschnitt (1. iv)). Merke: Lamers et al. wider-

spricht auch dem "dünnen Koronamodell", das, den obigen Fakten Rechnung tragend, von Olson (1978), Cassinelli und Olson (1979) und Olson und Castor (1981) für die Produktion von OVI und NV herangezogen wurde (siehe Abschnitt (1. iv)).

Bei diesem Modell wurde der von der heißen dünnen Korona emittierte Röntgenfluß herangezogen um OVI von OIV durch "K-shell" Photoionisation und dem darauf folgenden Auger-Effekt zu erzeugen. Durch diese Vorgehensweise gelang es ihnen im Wesentlichen die beobachteten Ionisationsverhältnisse von He, C, N, O, Ne, Mg, Si und S zu reproduzieren. Aufgrund der dem Modell zu Grunde liegenden Wechselwirkung zwischen Röntgenfluß und ionisierten Teilchen entstehen für die beobachtbaren Flüsse im Röntgenbereich Absorptionskanten an den entsprechenden "K-shell edges". Dies steht nun zusätzlich im Widerspruch zu neueren X-ray Spektralbeobachtungen von Long und White (1980) und Cassinelli und Swank (1983). Denn diese Beobachtungen zeigen zumindest für einen O-Stern (ϵ Puppis) und einen B-Überriesen (ϵ Ori), daß weit mehr Röntgenfluß unterhalb 1 keV vorhanden ist, als das "hot corona-cool wind" Modell vorhersagt. Wie von Cassinelli und Swank (1983) und Olson und Castor (1981) gezeigt wurde, ist aber die Schwächung der Röntgenstrahlung an den "K-shell edges" unvermeidbar um die beobachteten Ionisationsverhältnisse zu reproduzieren.

Waldron (1984) versuchte durch ein "Rekombinationswindmodell" einen Ausweg aus dem Dilemma zu finden. Hierbei erhöhte er die koronale Röntgenemission um die Teilchendichte der Ionen und damit die Opazität an den "K-shell edges" im Wind zu reduzieren, wobei die Gesamtteilchendichte festgehalten wurde. Dem Verfahren entsprechend stimmten Waldron's Resultate erheblich besser mit HEAO2-IPC Beobachtungen überein, aber verglichen mit "solid state" Spektrometerbeobachtungen von Cassinelli und Swank (1983) war die von Waldron berechnete Sauerstoff K-shell Absorptionskante immer noch erheblich zu stark. Zusätzlich litten unter Waldron's Vorgehensweise die zu berechnenden Ionisationsverhältnisse: So lag für den O4f-Stern ϵ Puppis das OVI Verhältnis 1-2 Größenordnungen über den beobachteten Werten (Hamann, 1980; Lamers und Morton, 1976), wohingegen die niedrigen Ionisationsstufen wie NIII und CIII, die ebenfalls in den Winden heißer Sterne beobachtet werden, den Rechnungen entsprechend nicht existent waren. Da letztlich nach Waldron's eigenen

Aussagen die Dichtestruktur des Windes und die koronale Zone sich in einem empfindlichen Gleichgewicht befinden müssen, um das beobachtete X - ray Spektrum zu reproduzieren, ist es äußerst fragwürdig, ob das "hot corona - cool wind" Modell für stellare Winde relevant ist.

Insbesondere da das von Lucy (1982) entwickelte semiempirische Modell, das von einer willkürlichen Verteilung von Schocks im gesamten kühlen Windbereich ausgeht, ein Röntgenspektrum produziert, das keine qualitativen Abweichungen zu den Beobachtungen erkennen läßt (siehe Abschnitt (2. vi)). Es ist demzufolge eine naheliegende Annahme, die Produktion der anomalen Ionisationsstufen mit dem im "post-shock" Bereich entstehenden diffusen Röntgenfluß in Verbindung zu bringen.

Da jedoch gegenwärtig keine detaillierten Kenntnisse über die tatsächliche Verteilung der Schocks im Wind vorliegen, ist anstelle einer quantitativen nur eine qualitative Überprüfung dieser Annahme möglich. Die wesentlichen Aussagen von Lucy's Modell sind: 1. Die Emission der Röntgenstrahlung setzt sich bis zum Erreichen der Endgeschwindigkeit fort. 2. Die "post-shock" Temperatur (im Weiteren T_s) wächst proportional mit der Geschwindigkeit und einem Fitparameter (ν), der definiert ist als Differenz der Geschwindigkeitsmaxima zweier aufeinander folgenden Schocks dividiert durch die Interschock-Schallgeschwindigkeit ($\nu = \Delta v/a$).

Das Zusammenwirken dieser beiden Aussagen mit der Tatsache, daß nahezu keine Absorption an den "K-shell edges" beobachtet wird, läßt in Übereinstimmung mit Lucy die Schlußfolgerung zu, daß der Großteil des beobachteten Röntgenflusses aus den äußeren Schichten des Windes emittiert wird. Unterstützt wird dies auch durch eine weitere bemerkenswerte Untersuchung von Krolik und Raymond (1985), die zeigte, daß die für die Röntgenemission verantwortlichen optisch dünnen Schocks sich vorwiegend auf die äußeren Bereiche des Windes erstrecken, wohingegen optisch dicke Schocks, die hauptsächlich UV-Strahlung emittieren, sich auf den unteren Bereich des Windes beschränken.

In Bezug auf Lucy's Modell bedeutet dies, daß der Parameter ν proportional mit der Geschwindigkeit wächst und somit T_s im unteren Bereich stark reduziert wird. Als Konsequenz der fehlenden Röntgenstrahlung im unteren

und wahrscheinlich mittleren Bereich des Windes kann die Auger-Ionisation nicht die treibende Ursache für die Superionisation sein, denn die mit dem Copernicus-Satelliten beobachteten P-Cygni Profile der Resonanzlinien von OVI und NV (siehe z. B. Olson und Castor, 1981) zeigen selbst bei geringen Geschwindigkeiten eine Absorptionskomponente und weisen so auf die Existenz einer entsprechenden Teilchenzahldichte von OVI und NV Ionen hin.

Die Situation ist demzufolge im Hinblick auf eine theoretische Erklärung der Superionisation äußerst unklar. Dies ist deshalb ausgesprochen unerfreulich, weil hierdurch ein wesentlicher Eckpfeiler der Theorie erschüttert wird: **Das von PPK vorgelegte Standardmodell reproduziert zwar die beobachteten dynamischen Windeigenschaften, aber dies augenscheinlich nicht mit den Linien der beobachteten Ionisationsstufen. Es liegt auf der Hand, daß dieses Problem gelöst werden muß, wenn eine vertrauenswürdige, selbstkonsistente Theorie entwickelt werden soll.**

Das Gleiche gilt, wenn auch erheblich weniger dringlich, für die in Abschnitt (1. iii)) angeführten "narrow line components", da bisherige Erklärungsversuche für dieses Phänomen rein spekulativ sind. Dennoch sollen zumindest zwei Modellvorschläge erwähnt werden (siehe Prinja und Howarth, 1986).

Der erste bezieht sich erneut auf Lucy's (1982) Schockmodell und das damit verbundene multipel nicht monotone Geschwindigkeitsfeld. Wie in Abschnitt (2. vi)) dargelegt wurde, gestattet ein solches Geschwindigkeitsfeld eine Mehrfachwechselwirkung und damit eine Mehrfachschwächung des photosphärischen Strahlungsfeldes bezüglich einer maßgeblichen Resonanzfläche. Trotz der Stochastik, die der Schockentstehung zu Grunde liegt, ist nicht auszuschließen, daß in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich eine vermehrte Produktion von Schocks einsetzt. Dies würde nun in Bezug auf die Mehrfachstreuung bedeuten, daß die Strahlung in dem entsprechenden Geschwindigkeitsbereich stärker geschwächt wird und dies würde beinahe zwangsläufig die "narrow line components" erklären.

Der maßgebliche Aspekt des zweiten Modells ist eine Vergrößerung der Teilchendichte in einem "shell" im Wind, der durch ein kurzzeitiges Anwachsen der Massenverlustrate aufgrund einer Instabilität entstehen kann. Es gibt begründete Annahmen (siehe Lamers et al., 1985), daß ein solcher "shell" während seiner Bewegung durch das umgebende Medium kompakt bleibt. Durch die größere Teilchendichte ist die Opazität einer Linie in dem Geschwindigkeitsbereich, in dem sich der "shell" befindet, größer und damit die Schwächung des Strahlungsfeldes stärker. Dies könnte nicht nur die Existenz, sondern auch die Bewegung der "narrow line components" erklären.

Der Einfluß der "multi-line transfer" Effekte (siehe Abschnitt (2.v)) läßt sich durch Vergleich mit der Beobachtung zur Zeit noch nicht herausfinden, da die Vergleiche zwischen Theorie und Beobachtung noch an zu ungenau bestimmten Sternparametern kranken (siehe oben). Ein verbesserter Vergleich zwischen Objekten mit präzise bestimmten Parametern und Modellen mit besserer Ionisationsstruktur könnte hier aber Aufschluß geben.

III. Zielsetzung der Arbeit

Aus den vorhergehenden Abschnitten wurde deutlich, daß die Theorie radiativ getriebener Winde - obwohl außergewöhnlich vielversprechend - noch entscheidender Verbesserungen bedarf, um wirklich quantitativen Charakter zu gewinnen. Eine zentrale Stellung besitzen hierbei die realistische Berechnung von Ionisation und Anregung im Sternwind.

Bisherige approximative Vorgehensweisen waren zu grob und beinhalteten Näherungen, die mit den Ergebnissen inkonsistent sind. Sie konnten zudem nicht mit dem Problem der Superionisation in Einklang gebracht werden (siehe Abschnitt (II. 3.)). Für ein selbstkonsistentes Modell sind realistische Ionisationsgleichgewichte von außerordentlicher Bedeutung, da die individuellen Linienkraftbeiträge stark von den Besetzungszahlen der gebundenen Zustände abhängen.

Dies ist das Hauptziel der vorgelegten Arbeit. Sie vermeidet die einschränkenden Näherungen des bisherigen Standardmodells bezüglich Ionisation und Anregung und löst die vollständigen "multi-level" Ratengleichungen in selbstkonsistenter Weise zusammen mit der Hydrodynamik des Sternwinds. Es werden **alle Elemente von Wasserstoff bis Zink** berücksichtigt. Die Rechnungen umfassen damit **26 Elemente** in insgesamt **133 Ionisationsstufen**, wobei **4000 Levels** und **10000 Strahlungsübergänge zwischen gebundenen Zuständen** berücksichtigt wurden (die atomaren Daten sind in Form eines Magnetbandes von Abbott (1982) zur Verfügung gestellt worden).

In die Ratengleichungen wurden außerdem Elektronenstöße mit einbezogen, da deren Einfluß nicht ohne Weiteres vernachlässigt werden kann (siehe Abschnitt (II. 2. vii))), und anstelle eines optisch dünnen, ausschließlich geometrisch geschwächten Kontinuums wurde das korrekte Kontinuumsstrahlungsfeld, das sich aus der Lösung der sphärischen Transportgleichung ergibt, für die gebunden-frei Übergänge verwendet.

Aufgrund der hochgradigen Nichtlinearität der konstituierenden Gleichungen ist für die Lösung des Modells ein Iterationsschema erforderlich. Hierbei wird, ausgehend von einer Linienkraft, die auf approximativ bestimmten Besetzungszahlen beruht, eine Dichte und Geschwindigkeits-

schichtung bestimmt (siehe PPK oder Pauldrach, 1985). Die aus den Raten-
gleichungen mit diesen Schichtungen berechneten Besetzungszahlen werden
für die Berechnung der aus **100000 Linien** bestehenden Linienstrahlungs-
kraft benützt. Mit Hilfe dieser Linienkraft erhält man wiederum eine
Dichtestruktur, mit der der Iterationszyklus in Gang gesetzt wird.
Das auskonvergierte Modell stellt die selbstkonsistente Lösung der
Hydrodynamik strahlender Plasmen von stellaren Winden in sphärischer
Geometrie dar, wobei die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts
simultan mit den hydrodynamischen Gleichungen für alle Ionen, die zur
Linienstrahlungskraft beitragen können, gelöst wird.

Abgesehen von der Untersuchung prinzipieller Effekte ist das geschilder-
te rechenintensive Verfahren jedoch nur für detaillierte quantitative
Vergleiche mit Beobachtungen sinnvoll, denn Modellrechnungen mit approxi-
mativ berechneten Besetzungszahlen sind bereits in der Lage, die Wind-
parameter von heißen Sternen der Galaxis zu verifizieren (siehe PPK),
falls keine präzise bestimmten Sternparameter zur Verfügung stehen. Da
für die Magellanschen Wolken derzeit Ergebnisse von detaillierten non-
LTE Analysen ausstehen, kann und soll das Konzept der radiativ getrie-
benen stellaren Winde in den Magellanschen Wolken und damit außerhalb
der Galaxis durch ein vereinfachtes Schema, das in Analogie zu Abbott
(1982) approximativ berechnete Besetzungszahlen beinhaltet, bestätigt
werden.

Die tiefenabhängigen Linienkräfte wurden entsprechend der beobachteten
Metallhäufigkeiten der Magellanschen Wolken selbstkonsistent bestimmt.
Die Ergebnisse der damit berechneten Windmodelle zeigen, daß sowohl die
Endgeschwindigkeiten als auch die Massenverlustraten von O-Sternen der
Magellanschen Wolken durch die verminderten Metallhäufigkeiten erheb-
lich reduziert werden. Damit konnte sowohl die auf Beobachtung beruhen-
de Korrelation zwischen der Metallhäufigkeit und der Endgeschwindigkeit
bestätigt werden, als auch die Richtigkeit des Konzepts der radiativen
Winde für galaxisfremde Objekte unterstützt werden.

Die Rechnungen wurden in vollem Umfang auf zwei der photosphärisch am
besten analysierten O-Sterne der Galaxis angewandt, und zwar den O4f-
Stern ζ Puppis und den O9.5V-Stern τ Scorpii. Dies erlaubt einen prä-

zisen Test der Theorie auch im Hinblick auf die dynamischen Windeigenschaften.

Es wird sich herausstellen, daß im Rahmen dieser vollkonsistenten Rechnung die beobachteten Ionisationsstufen erheblich besser wiedergegeben werden können als im bisherigen Standardmodell. Zudem ergibt sich eine deutlich verbesserte Übereinstimmung mit der beobachteten Winddynamik.

IV. Die selbstkonsistente Theorie

A. Die Grundgleichungen

In diesem Kapitel werden die Grundgleichungen der Theorie radiativ getriebener Sternwinde dargelegt. Sie basieren auf den in Kapitel (II.) dargelegten Annahmen und schließen die in Kapitel (III.) beschriebenen Erweiterungen ein.

1. Energieerhaltungsgleichung

Als einziger Energietransportmechanismus wird Strahlungstransport berücksichtigt. Der Transport kinetischer Energie durch den Wind kann demgegenüber vernachlässigt werden (siehe Pauldrach, 1985). Energiedissipation wird zunächst nicht in Rechnung gestellt (siehe Kapitel (II.)). Demgemäß kann für die Energiegleichung das Strahlungsgleichgewicht einer sphärischen Hülle angenommen werden:

$$\int_{-1}^1 \int_0^\infty \kappa_\nu (I_\nu - S_\nu) d\nu d\mu = 0 \quad (4-1)$$

Hierbei wird das Gleichgewicht zwischen lokal absorbiert und emittierter Strahlungsenergie gefordert, wobei I_ν die spezifische Strahlungsintensität des elektromagnetischen Feldes beschreibt und S_ν die Quellfunktion, die das Verhältnis von Emissions- η_ν zu Absorptionskoeffizient κ_ν ist. κ_ν und η_ν werden in allgemeiner Form durch Summation über alle Elemente, Ionisationsstufen und Niveaus berechnet.

$$\begin{aligned} \kappa_\nu &= \sum_l \kappa_l \phi_\nu + \kappa_\nu^k + \kappa_{Th} \\ \eta_\nu &= \sum_l \eta_l \phi_\nu + \eta_\nu^k \end{aligned} \quad (4-2)$$

Die gebunden-gebunden (im Weiteren g-g) Absorption und Emission ist gegeben durch

$$\kappa_l = (\pi e^2 / m_e c) (gf)_{ij} (n_i / g_i - n_j / g_j) \quad (4-2a)$$

$$\eta_1 = (2h\nu^3/c^2)(\pi e^2/m_e c)(gf)_{ij} n_j/g_j$$

(m_e ist die Elektronenmasse, f die Oszillatorenstärke, h das Plancksche Wirkungsquantum, $g_i(j)$ ($n_i(j)$) das statistische Gewicht (die Besetzungszahl) des unteren (oberen) Niveaus und ϕ_ν ist die Profilfunktion, die für Absorption und Emission identisch sein soll)

Gebunden-frei (im Weiteren g-f) und frei-frei (im Weiteren f-f) Terme werden beschrieben durch:

$$\kappa_\nu^k = \sum_i (n_i - n_i^* e^{-h\nu/kT}) \alpha_{ik}(\nu) + \sum_k n_e n_k \alpha_{kk}(\nu, T) (1 - e^{-h\nu/kT}) \quad (4-2b)$$

$$\eta_\nu^k = (2h\nu^3/c^2) \left(\sum_i n_i^* \alpha_{ik}(\nu) e^{-h\nu/kT} + \sum_k n_e n_k \alpha_{kk}(\nu, T) e^{-h\nu/kT} \right)$$

(k bezeichnet den Kontinuumszustand, α den entsprechenden Wirkungsquerschnitt, n_e die Elektronenteilchenzahldichte, T die lokale kinetische Temperatur und n_i^* steht hier und im Weiteren für den LTE-Wert, der durch die Saha-Boltzmann Gleichung - unter Berücksichtigung der tatsächlichen Ionendichte - zu berechnen ist)

Für κ_ν ist ferner die Thomsonstreuung κ_{Th} zu berücksichtigen.

Von besonderer Bedeutung ist das Strahlungsgleichgewicht für die Bestimmung der Temperaturschichtung im Wind. Zu dieser gelangt man - bei konsistent bestimmter Dynamik - durch simultane Lösung von Gleichung (4-1), der Strahlungstransportgleichung in sphärischen Koordinaten

$$\mu(\partial I_\nu / \partial r) + ((1 - \mu^2)/r)(\partial I_\nu / \partial \mu) = -\kappa_\nu (I_\nu - S_\nu) \quad (4-3)$$

(μ ist der Kosinus des Winkels zwischen dem radialen Einheitsvektor und der Richtung des Strahls)

(siehe Gabler et al., 1986) und der statistischen Gleichungen (siehe unten). Bezüglich Gleichung (4-1) und (4-3) ist anzumerken, daß die Dopplerverschiebung aufgrund der Bewegung des Plasmas zwar keinen merklichen Einfluß auf die Kontinuumsopazität, aber einen erheblichen Einfluß auf die Linienopazität hat. Demgemäß ist die Profilfunktion der Linien kor-

rekt zu behandeln (siehe Gleichung (4-6c)), was die Lösung der Gleichungen erheblich erschwert.

2. Kontinuitätsgleichung

Durch diese Gleichung wird der Massenerhaltung Rechnung getragen und der Zusammenhang zwischen Massenverlustrate, Dichte, Geschwindigkeit und Radius beschrieben:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (4-4)$$

(ρ bezeichnet die Dichte)

3. Impulserhaltungsgleichung

Mit dieser wohl wichtigsten Gleichung bei Sternwinden wird der direkte und indirekte Einfluß des Strahlungsfeldes auf die Dynamik beschrieben. Neben der Strahlungsbeschleunigung (g_{rad}) wird die Druck- und Gravitationsbeschleunigung berücksichtigt:

$$v \left(\frac{dv}{dr} \right) = - \left(\frac{1}{\rho(r)} \right) \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}} \quad (4-5)$$

M ist die Sternmasse, G die Gravitationskonstante und p der lokale Druck, der durch die isotherme Schallgeschwindigkeit a (für deren Ableitung wird die Zustandsgleichung idealer Gase benützt. Dabei wird von einer Maxwellverteilung der Elektronen- und Ionengeschwindigkeiten ausgegangen, was nach Castor, Abbott und Klein (1976) jedoch zulässig ist; $a = (kT(r)/\mu^* m_H)^{1/2}$ wobei k die Boltzmannkonstante, μ^* das mittlere Molekulargewicht, m_H die Protonenmasse und $T(r)$ die Temperaturschichtung ist) und die Dichte dargestellt werden kann ($p = a^2 \rho$).

Die Strahlungsbeschleunigung setzt sich aus dem Anteil der Kontinuumsabsorption (Thomsonstreuung $g_{\text{rad}}^{\text{Th}}$ sowie g-f und f-f Absorption $g_{\text{rad}}^{\text{k}}$) und dem Anteil der Linienabsorption $g_{\text{rad}}^{\text{L}}$ zusammen:

$$g_{\text{rad}} = g_{\text{rad}}^{\text{Th}} + g_{\text{rad}}^{\text{k}} + g_{\text{rad}}^{\text{L}} \quad (4-6)$$

wobei

$$g_{\text{rad}}^{\text{Th}} = \sigma_e^*(r) \sigma_B T_{\text{eff}}^4(r)/c \quad (4-6a)$$

(σ_e^* ist der Absorptionskoeffizient der Thomsonstreuung in Einheiten der Dichte, σ_B ist die Stefan-Boltzmann Konstante und T_{eff} ist die am photosphärischen Radius R bestimmte Effektivtemperatur des Sterns, die ein Maß für die pro Zeiteinheit an der Sternoberfläche abgestrahlte Energie ist - diese fundamentale Größe bezeichnet man als Leuchtkraft

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{\text{eff}}^4(R))$$

Für $g_{\text{rad}}^{\text{k}}$ gilt:

$$g_{\text{rad}}^{\text{k}} = (2\pi/c\rho) \int_{-1}^0 \int_0^\infty \kappa_\nu^{\text{k}} I_\nu(\mu, r) \mu d\mu d\nu \quad (4-6b)$$

Da ausgenommen von WR-Sternen das Kontinuums im Bereich des Maximums von I_ν bei den zu betrachtenden Sternen optisch dünn ist, bleibt Gleichung (4-6b) im Weiteren unberücksichtigt. Im konkreten Fall wird über die Relevanz von $g_{\text{rad}}^{\text{k}}$ zu entscheiden sein.

Der Beitrag der Linien ist gegeben durch:

$$g_{\text{rad}}^{\text{L}} = (2\pi/c\rho) \sum_l \kappa_l \int_{-1}^0 \int_0^\infty \phi(\nu - \nu_0 - \nu_0 \mu v(r)/c) I_\nu(r, \mu) \mu d\mu d\nu \quad (4-6c)$$

(ν_0 ist die Ruhfrequenz und ϕ die durch den Dopplereffekt verschobene normierte Profilfunktion der Linie)

Die Summation im Term der Linienbeschleunigung ist über alle relevanten, d. h. alle zur Kraft beitragenden Spektrallinien zu erstrecken.

Mit Hilfe der auf stellare Winde anwendbaren Sobolev-Approximation (siehe Kapitel (II. 2.)) - diese Näherung setzt den Überschallbereich sowie nennenswerte Geschwindigkeitsgradienten voraus - kann $g_{\text{rad}}^{\text{L}}$ erheblich simplifiziert werden (siehe Pauldrach, 1985; PPK):

$$g_{\text{rad}}^L = (2\pi/c\rho) \sum_1 \kappa_1(r) I_C(R) \int_{\mu_C}^1 (1 - e^{-\tau_S(r,\mu)}) / \tau_S(r,\mu) \mu d\mu \quad (4-7)$$

wobei τ_S

$$\tau_S(r,\mu) = \kappa_1(r) v_{\text{th}} / (((1-\mu^2)v/r + \mu^2(dv/dr)) \Delta v_D) \quad (4-8)$$

die optische Tiefe in Sobolev-Näherung, $\Delta v_D = v_0 v_{\text{th}}/c$ die thermische Dopplerverschiebung und $v_{\text{th}} = (2kT/m)^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit angibt (da g_{rad}^L von v_{th} unabhängig ist, wurde generell $v_{\text{th}}^2 = 2kT_{\text{eff}}/m_H$ gesetzt) und μ_C durch $\mu_C = (1 - (R/r)^2)^{1/2}$ definiert ist. Ferner wurde von der Annahme der "Core-Halo" Struktur Gebrauch gemacht, da $I_C(R)$ die "emergent intensity" einer hydrostatischen Photosphäre an der Frequenz der Linie beschreibt. Falsch wird diese Annahme, falls das Kontinuum in dem für die Beschleunigung relevanten Frequenzbereich optisch dick ist. Eine weitere nach Castor und Lamers (1979) unerhebliche Näherung ist die Vernachlässigung der Mitte-Rand-Verdunklung von I_C . Der Form halber sollte auch darauf hingewiesen werden, daß die Kontinuumsstrahlung bezüglich der Winddopplerbreite einer Linie als konstant angenommen wird. Dies ist unproblematisch, solange den "multi-line transfer" Effekten (siehe Abschnitt (II. 2. v))) nicht Rechnung getragen wird.

Ein wesentlicher Schritt für die Handhabung der Linienbeschleunigung ist die Entkopplung von Integration und Summation in Gleichung (4-7). Als wesentliche Grundvoraussetzung hierfür muß das Faktum gewertet werden, daß nahezu alle Linien durch das "optisch dicke Limit" ($\tau_S \gg 1$)

$$g_{\text{rad}}^1 = (2\pi/c\rho) \kappa_1(r) I_C(R) \int_{\mu_C}^1 (1/\tau_S) \mu d\mu \quad (4-9)$$

oder das "optisch dünne Limit" ($\tau_S \ll 1$)

$$g_{\text{rad}}^1 = (2\pi/c\rho) \kappa_1(r) I_C(R) (R/r)^2 / 2 \quad (4-10)$$

gekennzeichnet sind. Denn dies ermöglicht die korrekte Berechnung einer von den dynamischen Variablen abhängigen Funktion ($\alpha(r,v,v')$), die den

Exponenten von $1/\tau_s$ in Gleichung (4-9) angibt, der gemäß Gleichung (4-9) und (4-10) zwischen 0 und 1 liegen muß und im Wesentlichen die Wichtung von optisch dicken zu optisch dünnen Linien beschreibt, wobei die Linienverteilungsfunktion entsprechend berücksichtigt wird (siehe Kapitel (IV.B.)). Mit Hilfe dieser Funktion hat Gleichung (4-7) die Form,

$$g_{\text{rad}}^L = (2\pi/c\rho) \sum_l \kappa_l(r) I_C(R) \int_{\mu_C}^1 ((1-e^{-\tau_r})/\tau_r) (\tau_r/\tau_s)^{\alpha(r,v,v')} \mu d\mu \quad (4-11)$$

wobei die Linienbeschleunigung mit $\tau_r = \tau_s(r, \mu=1)$ für radiale Photonen ($\mu=1$) im ursprünglichen Sinne gelöst wird, wohingegen für nicht radiale Photonen ($\mu \neq 1$) eine exakte, alle Linien umfassende, Korrektur angesetzt wird. Wie beabsichtigt, ist somit die Integration von der Summation entkoppelt

$$g_{\text{rad}}^L = (2\pi/c\rho) \left(\sum_l \kappa_l(r) I_C(R) (1-e^{-\tau_r})/\tau_r \right) CF(r,v,v') (R/r)^2 / 2$$

wobei (4-12)

$$CF(r,v,v') := 2(R/r)^2 \int_{\mu_C}^1 (((1-\mu^2)v/r + \mu^2 (dv/dr)) / (dv/dr))^{\alpha(r,v,v')} \mu d\mu$$

und mit der auf Thomsonstreuung normierten, linienunabhängigen optischen Tiefe t

$$t = \tau_r \sigma_e \rho \Delta v_D / \kappa_l \quad (4-13)$$

und den Relationen

$$I_C(R) = 4H_C(R) = 4(r/R)^2 (H_C(R)/H(R)) H(r) = 4(r/R)^2 (H_C(R)/H(R)) L / (16\pi^2 r^2) \quad (4-14)$$

($H(R) = \sigma_B T_{\text{eff}}^4(R) / 4\pi$ ist der gesamte- und $H_C(R)$ der frequentielle "Eddingtonsche-Fluß", in dem üblicherweise der emergente Fluß von Photosphärenrechnungen angegeben wird)

erhält man einen im Prinzip einfach zu handhabenden Ausdruck:

$$g_{\text{rad}}^L = (\sigma_e L / 4\pi c r^2) M(t, r, v) CF(r, v, v') \quad (4-15)$$

$$M(t, r, v) := \sum_1 (H_c(R) \Delta v_D / H(R)) (1 - e^{-\tau r}) / t$$

("force multiplier")

Gelingt es den "force multiplier" nach den angegebenen Variablen t, r und v in korrekter Weise zu parametrisieren, so besteht der Vorteil obiger Darstellung in der simultanen Bestimmung der Linienkraft und der dynamischen Größen (in Abschnitt (B,) wird gezeigt, daß eine vollständige Parametrisierung nach den Variablen t, r und v nicht möglich ist, aber die wesentlichen Strukturen dennoch erfaßt werden, so daß der zusätzlich notwendige Iterationszyklus schnell konvergiert).

4. Die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts

Wie bereits in Kapitel (II. 2.) angesprochen, stellt die Berechnung der Besetzungszahlen im Windbereich ein komplexes Problem dar. Dies beruht einerseits auf der Größenordnung der Teilchendichte, die mit $10^{14} \text{ cm}^{-3} > n_e > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ nicht groß genug ist, um zu gewährleisten, daß die Besetzungszahlen der Atomzustände überwiegend durch Stöße bestimmt werden - dies wäre eine Grundvoraussetzung für die Annahme von LTE -, aber auch nicht klein genug ist um Stöße zu vernachlässigen und damit die Näherungen der "Nebel-Approximation" zu verwenden (siehe Kapitel (II.)). Andererseits ist die Temperatur der betreffenden Sterne und damit die Stärke des Strahlungsfeldes so hoch, daß die Strahlungsübergänge die atomaren diskreten Zustände in außerordentlichem Maße mitbestimmen. Insbesondere der letztere Gesichtspunkt bringt den typischen non-LTE Charakter zum Ausdruck, da sowohl die Anregungs- als auch die Ionisationsmechanismen des Plasmas überwiegend durch das Strahlungsfeld und nicht durch lokale Größen bestimmt sind.

Zur Lösung des Problems müssen somit für die Atomzustände aller relevanten Elemente die Bilanzgleichungen, die die Zustände durch Stoß- und

Strahlungsraten be- und entvölkern, gelöst werden (siehe Abschnitt (II. 2. vii))).

Für jeden Zustand i werden die Bilanzgleichungen durch Stoß-

$$-j \sum_i n_j C_{ji} + n_i (j \sum_i (n_j/n_i) * C_{ji} + j \sum_i C_{ij} + C_{ik}) - j \sum_i n_j (n_i/n_j) * C_{ij} - n_i^* C_{ik} = 0$$

und Strahlungsprozesse

(4-16)

$$-j \sum_i n_j R_{ji} + n_i (j \sum_i R_{ij} + j \sum_i R_{ik}) - j \sum_i n_j R_{ji} - n_k R_{ki} = 0$$

beschrieben, wobei die Notation der von Gleichung (4-2) entspricht und für den Wert () * stets der entsprechende LTE-Wert zu setzen ist.

Der Abschluß des obigen Systems erfordert drei zusätzliche Gleichungen. Die Teilchenzahlerhaltungsgleichung ersetzt für jedes Element die redundante Ratengleichung für den energetisch höchstgelegenen Zustand,

$$\sum_r n_{r,i} = Y_K n_H \quad (4-17)$$

wobei über alle Niveaus i und Ionisationsstufen r ($r=1$ gibt den neutralen Fall an) zu summieren ist. Y_K gibt die Elementhäufigkeit für das Element K in Einheiten der Teilchendichte von Wasserstoff n_H an. Hierbei kann Y_K zwar prinzipiell radiusabhängig variiert werden, jedoch sind die Coulomb-Stöße ein Garant dafür, daß differentielle Beschleunigungen einzelner Elemente auszuschließen sind (siehe Kapitel (II. 2.)), so daß im Weiteren eine homogene chemische Zusammensetzung angenommen wird. Die Coulomb-Stöße sind ferner ebenfalls ein Garant für die Ladungserhaltung, da sie dafür sorgen, daß das Plasma elektrisch neutral bleibt. Durch diesen Sachverhalt hat die zweite Gleichung, die den Zusammenhang der Ionen- mit der Elektronendichte beschreibt, die Form:

$$n_e = \sum_K \sum_r ((r-1) \sum_i n_{K,r,i}) \quad (4-18)$$

Die verbleibende Gleichung gibt den Zusammenhang von Dichte und n_H an,

$$\rho = n_H m_H \sum_K A_K Y_K \quad (4-19)$$

wobei m_H die Masse des Wasserstoffatoms und A_K das Atomgewicht des entsprechenden Elements ist.

Bei stellaren Winden heißer Sterne liegt stets ein nennenswerter Bruchteil des Plasmas in ionisierter Form vor. Aus diesem Grund ist es ausreichend für die Koeffizienten der Stoßübergänge C_{ij} lediglich Elektronenstöße - wegen der hohen Stoßfrequenz -

$$C_{ij} = n_e q_{ij} \quad (4-20)$$

(j steht für gebunden oder frei - auf die von der Dichte unabhängigen Größen q_{ij} wird zu gegebenem Zeitpunkt eingegangen) zu berücksichtigen.

Die radiativen Raten von g-g Übergängen werden dargestellt durch:

$$R_{ij} = B_{ij} \bar{J}_{ij} \quad (4-21)$$

$$R_{ji} = A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij}$$

A_{ji} , B_{ji} und B_{ij} sind hierbei die Einsteinkoeffizienten für spontane und stimulierte Emission, sowie Absorption

$$B_{ij} = (4\pi^2 e^2 / m_e c h \nu_0) f_{ij}$$

$$B_{ji} = (g_i / g_j) B_{ij} \quad (4-22)$$

$$A_{ji} = (2h\nu_0^3 / c^2) B_{ji}$$

und $\bar{J}_{ij}$ ist die winkelmittelte mit der Linienprofilfunktion gewichtete frequenzintegrierte Intensität, die mit Hilfe der von Castor (1970) entwickelten "escape-probability" Methode - beruht auf der Sobolev-Approximation - dargestellt werden kann:

$$\bar{J}_{ij} = (1-\beta)S_{ij} + \beta_c I_c(R) \quad (4-23)$$

Voraussetzung für die Berechnung von $\bar{J}_{ij}$ ist somit die Kenntnis der Linienquellfunktion

$$S_{ji} = n_j A_{ji} / (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \quad (4-24)$$

und der "escape-probabilities"

$$\beta = \int_0^1 ((1-e^{-\tau_s})/\tau_s) d\mu \quad (4-25)$$

$$\beta_c = \int_{\mu_c}^1 ((1-e^{-\tau_s})/\tau_s) d\mu/2$$

Die Anwendbarkeit von Gleichung (4-23) setzt erneut ein optisch dünnes Kontinuum im Frequenzbereich der Linien voraus. Wie bereits mehrfach geschildert, kann das Kontinuum bei allen betreffenden Objekten - ausgenommen WR-Sternen - als optisch dünn langwellig der HeII Grundzustandskante angenommen werden. Da nahezu alle relevanten Linien in diesem Bereich liegen, ist es nicht erforderlich, die "Sobolev-Approximation mit Kontinuum", wie sie von Hummer und Rybicki (1985) formuliert wurde, zu verwenden.

Ebenfalls unberücksichtigt bleibt der Einfluß von "multi-line transfer" Effekten (siehe Abschnitt (II. 2. v)) auf $\bar{J}_{ij}$. Dieser Einfluß könnte sich in nicht unbedeutender Weise auf die Besetzungszahlen der angeregten Niveaus auswirken.

Die radiativen Raten der Photoionisation und Rekombination (g-f) haben die Form:

$$R_{ik} = 4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} (\alpha_{ik}(\nu)/h\nu) J_{\nu} d\nu \quad (4-26)$$

$$R_{ki} = 4\pi (n_i/n_k)^* \int_{\nu_i}^{\infty} (\alpha_{ik}(\nu)/h\nu) (2h\nu^3/c^2 + J_{\nu}) e^{-h\nu/kT} d\nu$$

(auf die verwendete Struktur der Photoionisationsquerschnitte $\alpha_{ik}(\nu)$ wird später eingegangen)

In Abschnitt (II. 2. vii)) wurde dargelegt, daß das Ionisationskontinuum ($\lambda < \lambda_{\text{HeII}}$) nicht zwangsläufig als optisch dünn anzunehmen ist. Im Fall eines optisch dicken HeII Kontinuums wird aber der von der Photosphäre emittierte Fluß durch die optische Tiefe des Windes beeinflusst, so daß das Strahlungsfeld des Kontinuums (J_{ν}) überwiegend durch die lokale kinetische Temperatur bestimmt wird. Dieses Faktum kann einen so erheblichen Einfluß auf das Ionisationsgleichgewicht nehmen, daß es keinesfalls unberücksichtigt bleiben kann. Unter Vernachlässigung der Linienopazitäten sind dementsprechend die Gleichungen (4-2) und (4-3) für die Berechnung von J_{ν} konsistent zu lösen.

Prinzipiell sind im Hinblick auf die g-f Raten stets dielektronische Rekombinationsprozesse zu berücksichtigen. Obwohl diese Prozesse bei Plasmen hoher Temperatur ($T = 10^6 \text{K}$) von weit größerer Bedeutung sind, können sie dennoch in Bezug auf das hier verwendete kühle Windmodell - bei bestimmten Elementen - einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß zeigen. Insbesondere die dielektronische Rekombination zu CIII ist nach den Rechnungen von Aldrovandi und Pêquignot (1973) selbst bei kühlen Temperaturen relevant (von besonderem Interesse ist dies im Zusammenhang mit O-Sternen, da diese generell einen nennenswerten CIII Ionisationsbruchteil im Wind aufzeigen (siehe Abschnitt (V. B.))). Zum gegenwärtigen Zeitpunkt können dielektronische Rekombinationsprozesse in den detaillierten Ratengleichungen jedoch nicht berücksichtigt werden, da die atomaren Daten für die individuellen Übergangswahrscheinlichkeiten zu stabilen Niveaus (siehe hierzu Mihalas und Hummer, 1973) in größerem Umfang nicht vorliegen - die vorhandenen Daten beziehen sich stets auf "totale Rekombinationskoeffizienten", die eine Summation über alle individuellen Übergangswahrscheinlichkeiten beinhalten (siehe Nußbaumer und Storey, 1983, 1984, 1986) und in dieser Form in der Re-

kombinationstheorie von Planetarischen Nebeln Anwendung finden. Die Existenz dieser Daten vorausgesetzt, könnten die dielektronischen Rekombinationskoeffizienten jedoch ohne größeren Aufwand in den Raten-
gleichungen berücksichtigt werden.

B, Das Lösungsverfahren

Die numerische Lösung der im vorangegangenen Abschnitt aufgestellten Gleichungen erfordert eine extensive Zusammenstellung von atomaren Daten. Der Grund hierfür wird durch Gleichung (4-9) veranschaulicht. Diese Gleichung macht deutlich, daß alle Linien im "optisch dicken Limit" in gleichem Maße zur Linienkraft beitragen. Somit stützt sich die Auswahl der zur Kraft beitragenden Elemente auf das Kriterium des "optisch dicken Limit", d. h. nur Elemente, deren Linienopazität zur optischen Tiefe $\tau_s \gg 1$ führen kann, sind von Interesse (siehe Gleichung (4-2a).

Da $\kappa_l \propto (gf)_{ij} Y_K$ ist und kein Element eine Präferenz für die gf-Werte besitzt, entscheidet die Elementhäufigkeit über "Sein oder Nichtsein" des Elements im Standardmodell.

Abbott (1982) fand durch eine Bestimmung der diesbezüglichen unteren Grenze, daß alle Elemente, deren Häufigkeit größer als $5 \cdot 10^{-9}$ ist, obiges Kriterium erfüllen können. Demzufolge sind nach der solaren Häufigkeitsbestimmung von Holweger (1979) - dessen Häufigkeiten in dieser Arbeit außer bei expliziter Angabe grundsätzlich benützt werden - 26 Elemente unter den ersten 30 des Periodensystems betroffen.

Das Zusammentragen derartig umfassender Datensätze - gf-Werte, Anregungsenergien und statistischer Gewichte - stellt ein gewaltiges Problem dar. Von unschätzbarem Wert waren daher die von Abbott (1982) zur Verfügung gestellten kompletten Datensätze der zumeist in den ersten 6 Ionisationsstufen vollständigen Elemente H bis Zn. Aber erst eine gute Datenqualität ermöglicht die Berechnung vertrauenswürdiger Resultate. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt neben dem Lösungsverfahren auch das Datenmaterial diskutiert.

Vorab soll aber eine Zusammenfassung über die Lösung der aufeinanderwirkenden Teilproblematiken als Übersicht dienen.

Da der dynamische Teil über die Linien- und Kontinuumskraft (nur Thomsonstreuung) stark von den Besetzungszahlen abhängt und diese wiederum eine Rückkopplung durch die Dichte- und Geschwindigkeits-

schichtung erfahren, eine, wie auch immer geartete, vollständig simultane Lösung der konstituierenden Gleichungen aber auszuschließen ist, ist entsprechend dem weiteren Vorgehen ein Iterationszyklus für die Berechnung der dynamischen Größen und der Besetzungszahlen zweckmäßig. Dieser besteht im Wesentlichen aus den folgenden Teilen:

- i. Mit Hilfe einer vorgegebenen Geschwindigkeits- und Dichteschichtung (resultiert aus dem Verfahren von Pauldrach, 1985; bzw. PPK) wird $M(t,r,v)$ (siehe Gleichung (4-15)) bezüglich approximativ bestimmter Besetzungszahlen berechnet.
- ii. Der "force multiplier" wird in Abhängigkeit der dynamischen Variablen korrekt parametrisiert.
- iii. Die hydrodynamischen Gleichungen werden bezüglich der parametrisierten Linienkraft und dem aus den Besetzungszahlen berechneten Verhältnis von Elektronendichte zur Wasserstoffteilchenzahl gelöst.
- iv. Die non-LTE Ratengleichungen werden im "multi-level" Fall für alle relevanten Elemente (26) in den notwendigen Ionisationsstufen gelöst. Hierbei wird der Kontinuumsstrahlungstransport korrekt berechnet, was einen internen Iterationszyklus zwischen den Besetzungszahlen und der Strahlungsintensität erfordert. Bezüglich der non-LTE Besetzungszahlen wird der "force multiplier" berechnet.

Dieses Schema wird in den Punkten ii. bis iv. solange durchlaufen, bis sowohl die Massenverlustrate als auch die Endgeschwindigkeit als konvergiert zu betrachten sind - als Kriterium hierfür wurde eine relative Abweichung von geringer als 0.5 % benutzt.

1. Die Verwendung externer Daten

Für die Berechnungen sind ferner die folgenden externen Daten erforderlich:

- atomare Daten
- Elementhäufigkeiten (Holweger, 1979)
- "emergent flux" von Photosphärenmodellen (Kurucz, 1979)
- kinetische Temperaturschichtung (Gabler et al., 1986)
- Sternparameter- $\log g = \log(GM/R^2)$, R , $T_{\text{eff}}(R)$

i) Die atomaren Daten

Die verwendeten Datensätze bestehend aus gf-Werten, Anregungsenergien und statistischen Gewichten sind identisch mit der von Abbott (1982) benützten und in der dortigen Tabelle 1 beschriebenen Linienliste. Erfaßt wurden dort die Elemente H - Zn in zumeist - falls möglich - 6 Ionisationsstufen, wobei insgesamt 147 Ionisationsstufen mit nahezu 17000 Levels und 250000 Linienübergängen berücksichtigt wurden.

Für die Genauigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten (gf-Werte), die für die Berechnung der Linienkraft essentiell ist (siehe Gleichung (4-2a) und (4-7)), wurde von Abbott (1982) eine Unsicherheit, die im Allgemeinen bei 10 - 20 % und in Ausnahmefällen bei 60 % liegt, angegeben. Damit beträgt die von Abbott (1982) berechnete Maximalschwankung der Linienkraft bei heißen Sternen weniger als +3 %, wobei das positive Vorzeichen auf eine systematische Überschätzung - ursächlich dafür ist die Berechnungsmethode der Übergangswahrscheinlichkeiten - der gf-Werte zurückzuführen ist. Aufgrund einer weiteren Abschätzung bezüglich aller vernachlässigten Elemente zeigte Abbott (1982), daß die Linienkraft um 1 % unterschätzt wird. Somit heben sich die beiden Fehler nahezu auf und lediglich fehlende Linienübergänge von nicht oder ungenügend in Betracht gezogenen Ionisationsstufen, die bei besonders heißen Sternen (T_{eff} größer 50000K) dennoch relevant sind, können zu einer datenabhängig fehlerhaft bestimmten Linienkraft führen.

Da im Gegensatz zu den berechneten gf-Werten die Anregungsenergien von einer Vielzahl von Quellen übernommen wurden (siehe Abbott, 1982, Table 1), war eine gewissenhafte Überprüfung dieser Werte unvermeidbar.

Als Hilfsmittel für diese Überprüfung wurde einschlägige Literatur (Moore, 1971a, 1970, 1971, 1975, 1980; Bashkin et al., 1975; Wiese et al., 1966, 1969; Allen, 1973 - im Weiteren MBWA) herangezogen. Zu korrigieren waren Anregungsenergien, die durch Fehler der Datenorganisation falsche, bzw. mehrfach auftretende Werte hatten, und statistische Gewichte, die nicht vorhanden oder ebenfalls mit falschen Werten behaftet waren.

Die endliche Speicherkapazität des Computers - die Rechnungen wurden an der CDC-CYBER 175 des Leibnitz Rechenzentrums in München durchgeführt - und das Faktum, daß bezüglich der non-LTE Berechnung von Besetzungszahlen die Ratengleichungen eines Elementes simultan zu lösen sind, legen eine Maximalzahl der bearbeitbaren Datensätze fest. Aus diesem Grund wurde ein reduziertes Datenschema erstellt, das lediglich Elemente, Ionisationsstufen und Niveaus enthält, die auf die Ergebnisse Einfluß nehmen können. Die zu diesem Zweck notwendigen Testrechnungen wurden mit den Teilen i. und ii. des oben angegebenen Iterationszyklusses in einem Temperaturbereich von 10 - 50kK (T_{eff}) durchgeführt.

Der Reduktion des Datenschemas wurden folgende Beschränkungen auferlegt:

1. Elemente, die mehr als 0.05 % der Gesamtkraft beinhalten, wurden berücksichtigt - demgemäß sind 26 Elemente in Betracht zu ziehen (siehe Tabelle 1).
2. Ein Maximalwert für die Anregungsenergie, die die Anzahl der zu berücksichtigenden Niveaus beschränkt, wurde für jede Ionisationsstufe festgelegt, wobei folgende Gesichtspunkte berücksichtigt wurden:
 - a) Die Reduktion der Gesamtlinienkraft darf 0.05 % nicht überschreiten.
 - b) Da die simultane Lösung der Ratengleichungen eines Elements - bestehend aus drei aufeinanderfolgenden Ionisations-

stufen und dem Grundniveau der nächsthöheren Stufe - eine Matrixinversion erfordert, die bei Matrizen, deren Dimension 150 x 150 überschreitet, nicht mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden kann, ist die Maximalzahl der Levels einer Ionisationsstufe auf 49 zu beschränken.

In Fällen, in denen die Bedingung b) der Bedingung a) widersprach, war das Zusammenfassen von gleichgearteten Niveaus und den dazugehörigen Linien erforderlich. Abgesehen von Eisen war es stets ausreichend Feinstrukturniveaus zusammenzufassen. Bei den höheren Ionisationsstufen von Fe (in Tabelle 1 gekennzeichnet durch '*') mußten zusätzlich Levels zusammengefaßt werden, deren Differenz der Anregungsenergien äußerst gering ist und deshalb für ihr Verhältnis, untereinander durch Elektronenstöße bedingt, LTE angenommen werden kann. Selbstverständlich durften die so behandelten Niveaus keine verbindenden Linienübergänge besitzen.

Die verbleibenden Datensätze, der 26 Elemente, für deren Anwendung und Organisation umfangreiche Software entwickelt wurde, beinhalten 133 Ionisationsstufen mit 3824 Levels und 9043 verbindende Linienübergänge. Damit stehen für die Berechnung der Linienkraft 104878 Linien zur Verfügung, da bei Linienübergängen mit hoch angeregten oberen Niveaus - aufgrund der größenordnungsmäßig vernachlässigbaren Besetzungszahl - die Betrachtung des unteren Levels ausreicht (siehe Gleichung (4-2a)).

In Tabelle 1 sind die in Betracht gezogenen Elemente und Ionisationsstufen sowie die Ionisationsenergien der Grundzustände (wurden von MBWA übernommen) und die höchsten berücksichtigten Anregungsenergien angegeben.

Die Berechnung der Photoionisations- und Rekombinationsraten erfordert ferner die Kenntnis der Photoionisationsquerschnitte (siehe Gleichung (4-26)). Für deren Darstellung wurde die weitläufig verwendete "Seaton-Approximation" benützt:

$$\alpha_{ik}(v) = \alpha_t(\beta(v/v_t)^{-S} + (1-\beta)(v/v_t)^{-S-1}) \quad (4-27)$$

Tabelle 1

Elemente, Ionisationsstufen und höchste Anregungsenergien, die in den non-LTE Rechnungen berücksichtigt wurden

Element	Ionisations- stufe	Ionisationsenergie des Grundzustandes (cm^{-1})	höchste berücksich- tigte Anregungs- energie (cm^{-1})
H	I	109678.76	106632.6
He	I	198305.00	186209.3
	II	438908.67	426821.0
C	I	90820.42	79323.2
	II	196664.70	145550.7
	III	386241.00	358097.8
	IV	520178.40	471406.8
N	I	117225.70	99663.9
	II	238750.50	188937.2
	III	382703.80	379371.1
	IV	624866.00	570381.3
	V	789537.20	713334.8
O	I	109836.70	99681.3
	II	283590.90	232602.6
	III	443193.50	379310.2
	IV	624382.00	554461.0
	V	918702.00	612615.6
	VI	1114010.00	955856.0
F	I	140553.50	126581.2
	II	282190.20	240179.2
	III	505410.00	427624.2
	IV	703766.40	556216.6
	V	921450.00	699350.6
	VI	1267581.00	790418.5
Ne	I	173931.70	164285.9
	II	331350.00	279422.9

	III	514148.00	440064.9
	IV	783880.00	588021.0
	V	1019950.00	698516.5
	VI	1274000.00	771449.2
Na	I	41449.65	36372.6
	II	381528.00	364960.0
	III	578033.00	547910.7
	IV	797741.00	644140.0
	V	1118170.00	801950.0
	VI	1390558.00	924183.9
Mg	I	61669.14	56968.3
	II	121267.41	97468.9
	III	646364.00	546907.8
	IV	881759.00	797056.0
	V	1139421.00	764591.0
	VI	1507520.00	1100146.0
Al	I	48279.16	45457.2
	II	151860.40	125866.7
	III	229453.99	201969.5
	IV	967783.00	767041.0
	V	1240600.00	358810.0
	VI	1536300.00	1174450.0
Si	I	65743.00	54871.0
	II	131838.40	108820.9
	III	270139.30	209504.0
	IV	364093.10	299676.9
	V	1345100.00	1105550.0
	VI	1654800.00	1329900.0
P	I	88560.00	65787.4
	II	158550.00	88894.0
	III	243290.00	191639.5
	IV	414312.40	298327.0
	V	524462.90	414684.4
	VI	1778250.00	1582860.0

S	I	83559.30	74975.8
	II	188824.50	119294.7
	III	282752.00	174036.2
	IV	381541.40	271010.4
	V	584700.00	349773.0
	VI	710194.00	629395.0
Cl	I	104991.00	91564.3
	II	192000.00	132191.3
	III	321936.00	196155.8
	IV	431226.00	315121.0
	V	547000.00	423022.0
	VI	780000.00	578672.0
A	I	127109.90	115366.9
	II	222820.00	159706.5
	III	329965.80	196679.8
	IV	482400.00	268171.4
	V	605100.00	301300.0
	VI	736600.00	342286.0
K	I	35009.78	31953.2
	II	256637.00	215018.8
	III	369000.00	263770.0
	IV	491300.00	273409.0
	V	666192.50	292968.0
	VI	804513.00	223840.0
Ca	I	49304.80	39340.1
	II	95748.00	81517.0
	III	413127.00	290934.3
	IV	542000.00	337207.0
	V	680800.00	197849.0
	VI	879139.90	231318.0
Ti	I	55138.00	17540.2
	II	110000.00	25193.0
	III	227000.00	137971.0
	IV	348817.80	312973.5

	V	805500.00	612970.0
V	I	54361.00	15770.7
	II	114600.00	19191.5
	III	240000.00	56922.5
	IV	391000.00	155565.5
	V	526000.00	403933.0
Cr	I	54565.00	25771.4
	II	133060.00	34813.1
	III	249700.00	51093.1
	IV	400000.00	119670.0
	V	589700.00	239917.5
	VI	730900.00	383304.0
Mn	I	59960.00	31124.9
	II	126147.00	38901.8
	III	271800.00	72184.8
	IV	414571.70	112882.8
	V	613200.00	205126.0
	VI	782353.80	336126.0
Fe	I	63700.00	23270.4
	II	130524.00	39109.3 *
	III	247200.00	89491.4 *
	IV	441993.70	186762.0 *
	V	608945.80	259995.2 *
	VI	806550.40	365494.0 *
Co	I	63438.00	24733.3
	II	137572.00	42008.6
	III	270200.00	73861.8
Ni	I	61579.00	31786.2
	II	146408.00	58705.9
	III	283700.00	110371.1
	IV	442668.20	146194.3
	V	608945.00	164713.9
	VI	871074.40	309975.7

Cu	I	62317.20	43744.4
	II	163665.60	95565.6
	III	297100.00	128679.4
Zn	I	75766.80	68450.1
	II	144890.60	49370.3
	III	320300.00	221343.6

(t steht für den entsprechenden Wert bei der Ionisationsenergie)
 Da gegenwärtig nicht für alle Niveaus die korrekten Parameter - Schwellenwert $\alpha_{t,\beta,s}$ - verfügbar sind, war ein approximatives Vorgehen in dieser Hinsicht erforderlich. Für die Schwellenwerte wurde nach Gould (1978) der Ausdruck

$$\alpha_t = ((2S+1)(2L+1)/(\Sigma(2S+1)(2L+1)))7.907 \cdot 10^{-18} (I_H/I_t)(NE/n) \quad (4-28)$$

verwendet, wobei I_t und I_H jeweils die Ionisationsenergie des Elements - bezogen auf das betrachtete Niveau - und des Wasserstoffgrundzustandes sind. NE ist die Anzahl von gleichberechtigten Elektronen, die dem jeweiligen Ionisationsprozess unterliegen, und n ist die Hauptquantenzahl (die Werte für n und NE wurden in Bezug auf das entsprechende Level MBWA entnommen; Falls sie dort nicht verfügbar waren, wurden sie entlang der isoelektronischen Sequenz ermittelt). Da im Allgemeinen die Information über den Drehimpuls und den Spin im Datensatz nicht zur Verfügung standen, wurde der statistische Faktor in Gleichung (4-28) - die dortige Summation erstreckt sich über alle Zustände gleicher Hauptquantenzahl die zum identischen Endzustand führen - durch den entsprechenden hydro-genischen Wert $g_i/2n^2 = (2J+1)/2n^2$ ersetzt.

Der in dieser Form verwendete Ausdruck für α_t ist von überraschender Genauigkeit. Gould (1978) hat gezeigt, daß Gleichung (4-28) in Bezug auf korrekt berechnete, bzw. gemessene Schwellenwerte für tiefliegende Niveaus bis auf einen Faktor 2 genau ist. Für hochliegende Niveaus konnte für diese Arbeit verifiziert werden, daß Gleichung (4-28) nahezu korrekt ist.

Da Testrechnungen ergeben haben, daß die Besetzungszahlen nur äußerst schwach von den Parametern β und s in Gleichung (4-27) abhängen, wurden - abgesehen von H und He - globale Werte, deren Relevanz für eine große Anzahl von Querschnitten gewährleistet ist, verwendet ($\beta = 2$, $s = 2$).

Nach Gleichung (4-20) benötigt man für die Berechnung der Stoßraten die dichteunabhängigen Größen q_{ij} . Bei erlaubten Strahlungsübergängen

wurden die Stoßanregungsraten mit der "van Regemorter Formel" (siehe Mihalas, 1978, Gl. 5-75 und 5-76) bestimmt, wohingegen bei verbotenen Strahlungsübergängen die Beziehungen

$$q_{ji} = (8.631 \cdot 10^{-6} / g_j T^{1/2}) \Omega_{ij} \quad (4-29)$$

$$q_{ij} = (g_j / g_i) q_{ji} e^{-h\nu_{ij}/kT}$$

(siehe Osterbrock, 1974) benützt wurden. Da in vielen Fällen nur die Verhältnisse der Stoßraten die Besetzungszahlen mitbestimmen (siehe Kapitel (V. B.)), ist der Absolutwert der Größen q_{ji} und q_{ij} selten von entscheidender Bedeutung. Aus diesem Grund wurden die "collision strength" Ω_{ij} durch einen mittleren, im Allgemeinen gut erfüllten Wert ($\Omega_{ij} = 1$) approximiert.

Die Stoßionisationsraten wurden schließlich in der von Seaton vorgeschlagenen Form durch die Photoionisationsquerschnitte am Schwellenwert dargestellt (siehe Mihalas, 1978, Gl. 5-79).

ii) Der photosphärische Fluß

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt erscheint ein Modell, das den photosphärischen und den dynamischen Bereich stellarer Hüllen simultan unter Einbeziehung der gegenseitigen Wechselwirkungen behandelt, aufgrund der Komplexität dieses Problems, nicht möglich. Eine Grundannahme dieser Arbeit ist deshalb die in Abschnitt (II. 2. iv)) geschilderte "Core-Halo" Struktur. Hierbei werden die mit statischen Photosphärenmodellen berechneten emergenten Strahlungsflüsse übernommen. Für den relevanten Frequenzbereich langwellig der HeII-Kante wurden die auf die jeweilige Effektivtemperatur normierten liniengeblankten Flüsse von Kurucz (1979) verwendet. Diese Modelle wurden den vergleichbaren non-LTE Flüssen vorgezogen, da in den letzteren der für den erforderlichen Temperatur- und Spektralbereich wesentliche Linienblanketing-Effekt nicht berücksichtigt wird. Da die Berechnung von liniengeblankten non-LTE Flüssen ein formidables Problem darstellt, ist eine diesbezügliche korrektere Darstellung in absehbarer Zeit nicht zu erwarten.

iii) Die Temperaturschichtung

In Anlehnung an die Beobachtungen wurde die kinetische Temperatur im Wind entweder gleich der Effektivtemperatur des Sterns gesetzt (siehe hierzu Lamers et al., 1984), oder es wurde eine dem Strahlungsgleichgewicht und den non-LTE Effekten entsprechende Temperaturschichtung verwendet (siehe Abschnitt (IV. A, 1.)). Zweifelsohne erfordert die Berechnung einer derartigen Temperaturschichtung einen enormen Aufwand. Deshalb berücksichtigten Gabler et al. (1986) - die ihre Ergebnisse für diese Arbeit zur Verfügung stellten - ausschließlich H und He g-f und f-f Opazitäten für die simultane Lösung der Strahlungsgleichgewichts-, Strahlungstransportgleichung und der Ratengleichungen. Jedoch ist für das laufende Projekt von Gabler et al. (1986) vorgesehen, Linienopazitäten in die Rechnungen baldmöglichst mit einzubeziehen.

2. Detaillierte Beschreibung des Lösungsprinzips

In diesem Abschnitt wird anhand des oben dargelegten Iterationszyklus das Lösungsprinzip der konstituierenden Gleichungen in sequentieller Reihenfolge beschrieben.

i) Berechnung des "force multiplier" bezüglich approximativ bestimmter Besetzungszahlen

Mit den im Sinne von Pauldrach (1985, siehe auch PPK) gelösten hydrodynamischen Gleichungen erhält man eine Geschwindigkeits- und Dichteschichtung, die als Anfangsnäherung für die Berechnung des "force multipliers" verwendet wird. Erforderlich ist diese Anfangsnäherung, da die nicht lineare Abhängigkeit der Besetzungszahlen von den dynamischen Größen (siehe Gleichung (4-17), (4-19), (4-25) und (4-26)) eine vollständig simultane Lösung aller konstituierenden Gleichungen verhindert. Für den damit erforderlichen Iterationszyklus ist jedoch, aufgrund der speziellen exponentiellen Abhängigkeit des "force multipliers" von den Besetzungszahlen (siehe Gleichung (4-15)), ein positives Konvergenzverhalten zu erwarten.

Die Berechnung der bislang unbestimmten Besetzungszahlen bedingt in diesem ersten Schritt ein approximatives Vorgehen, da für die Lösung der detaillierten Ratengleichungen eine Auswahl der erforderlichen Ionisationsstufen, sowie eine vielschichtige Initialisierung benötigt wird.

Obwohl die Ergebnisse der von Abbott (1982) verwendeten Näherung (siehe Abschnitt (II. 2. vii))) nicht mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen sind, so legen die vielversprechenden Ergebnisse von PPK - beruhen auf einer Linienkraft, in die die Abbottschen Besetzungszahlen eingehen - doch nahe, daß durch diese Methode zumindest die Linienkraft näherungsweise richtig bestimmt wird. Aus diesem Grund werden die Abbottschen Annahmen - Linien sind grundsätzlich optisch dick, Elektronenstöße sind zu vernachlässigen, Kontinua sind optisch dünn und unterliegen nur geometrischen Einflüssen - für die näherungsweise Bestimmung der Besetzungszahlen in dieser Arbeit übernommen. Die Fragwürdigkeit

dieser Annahmen ignorierend, ist die vereinfachende Wirkung auf die Ratengleichungen enorm, da die Kollisionsgleichungen vollkommen entfallen und nur ein Torso der Strahlungsgleichungen zu berücksichtigen ist, denn die Annahme der optisch dicken Linien führt dazu, daß alle Linien im detaillierten Gleichgewicht sind und sich so aus den Ratengleichungen herausheben (ist eine Linie optisch dick, so ergibt Gleichung (4-23) unter Berücksichtigung von Gleichung (4-25) $\bar{J}_{ij} = S_{ij}$ und die zusammengefaßte Form aller Terme einer Linie, gegeben durch $n_j A_{ji} (1 - \bar{J}_{ij}/S_{ij})$, ist Null). Dieser Torso beinhaltet nun mit $n_i R_{ik} = n_k R_{ki}$ lediglich Photoionisations- und Rekombinationsraten, wobei eine weitere Vereinfachung durch die Annahme des optisch dünnen Kontinuums ermöglicht wird.

Denn in diesem Falle kann die mittlere Strahlungsintensität (siehe Gleichung (4-26)) durch die Planckfunktion B_ν bezogen auf die Strahlungstemperatur T_R des emergenten Flusses

$$T_{R_\nu} = h\nu / (k \ln(h\nu^3 / (2h\nu^2 c^2) + 1)) \quad (4-30)$$

und den geometrischen Verdünnungsfaktor

$$W = (1 - \mu_c) / 2 \quad (4-31)$$

ausgedrückt werden: $J_\nu = WB_\nu(T_{R_\nu})$. Mit der für Grundzustandskanten des Ionisationskontinuums zulässigen Näherung $h\nu/kT \gg 1$ (T steht sowohl für die kinetische - als auch die Strahlungstemperatur) folgt $J_\nu \ll 2h\nu^3/c^2$ und durch approximative Darstellung des 1. Exponentialintegrals erhält man für $\nu_i > kT/h$

$$n_i/n_k = (T_{R_i}/T)^{1/2} (n_e/W) (n_i/n_k n_e)^*_{T_{R_i}} \quad (4-32)$$

wobei der Saha-Boltzmann Faktor $()^*$ auf die Strahlungstemperatur bezogen ist. Die abschließende Vereinfachung besteht darin, Gleichung (4-32) nur auf Grundzustandskanten anzuwenden, wohingegen angeregte Niveaus durch die von der kinetischen Temperatur abhängigen Boltzmann-

Formel erfaßt werden.

Im Hinblick auf die spätere Lösung der detaillierten Ratengleichungen ist nun zu entscheiden, an wievielen Tiefenpunkten die Besetzungszahlen und damit die Linienkraft zu berechnen ist, um einerseits eine vollständige Darstellung des Kraftverlaufs zu gewährleisten und andererseits die Lösung der Ratengleichungen in vollem Umfang - bezüglich der Speicherkapazität und der Rechenzeit des Computers - zu ermöglichen. Für das diesbezügliche Optimum wurden als Konsequenz mannigfacher Testläufe sieben Tiefenpunkte ermittelt.

Ursächlich für diese geringe Anzahl von Tiefenpunkten ist zum einen der schwache - nicht exponentielle - Abfall der Dichte im Wind (siehe PPK), die lokale Behandlung der g-g Strahlungsraten sowie der sanfte Temperaturabfall (siehe Gabler et al., 1986) und zum anderen der größtenteils vom Iterationszyklus isolierte Lösungsmodus der hydrodynamischen Gleichungen (siehe Gleichung (4-15) und unten).

Von nicht unerheblicher Bedeutung ist ferner die Auswahl der sieben Punkte, die durch signifikante Veränderungen der Geschwindigkeit, Dichte der Ionisationsverhältnisse und des Ionisationskontinuums gesteuert wird.

Die Kenntnis der Geschwindigkeits- und Dichteschichtung und somit der Besetzungszahlen ermöglicht es nun, den "force multiplier" bezüglich der in Abschnitt (1.) beschriebenen externen Daten an den auserwählten Tiefenpunkten durch Gleichung (4-15) zu berechnen. Für die Verwendbarkeit in den hydrodynamischen Gleichungen ist jedoch der funktionale Verlauf in Abhängigkeit der Tiefenvariable t , des Orts r und der Geschwindigkeit v erforderlich. Dies bedingt eine bestmögliche Parametrisierung des "force multipliers".

ii) Parametrisierung des "force multipliers"

Die von Abbott (1982) "ad hoc" angenommene - und im Weiteren verwendete - analytische Struktur des "force multipliers"

$$M(t, r, v) = K t^{-\alpha} (n_E/W)^{\delta} \quad (4-33)$$

$$(n_E = n_e / 10^{11} \text{ cm}^3)$$

kann durch die folgende Betrachtung verifiziert werden: Bezeichnet man alle Linien mit $\tau_r > 1$ als optisch dick und der Menge S zugehörig und alle Linien mit $\tau_r < 1$ als optisch dünn und der Menge D zugehörig, so erhält man für Gleichung (4-15)

$$M(t, r, v) = \langle a_v \rangle_{S,D} t^{-1} (N_S + \sum_D \tau_r) \quad (4-34)$$

wobei $a_v = H_c(R) \Delta v_D / H(R)$, $\langle \rangle_{S,D}$ der Mittelwert - bezogen auf die Elemente von S und D - und N_S die Anzahl der optisch dicken Linien ist. Mit Hilfe der Proportionalität $\kappa_1 / \rho \propto (n_e / W)^{\gamma_1}$, die sich durch Auflösung des reduzierten Gleichungssystems der Besetzungszahlen ergibt (siehe Gleichung (4-32)) hat die optische Tiefe die Form,

$$\tau_r = (n_E / W)^{\gamma_1} t \kappa_1 \quad (4-35)$$

($\kappa_1 = \kappa_1 / (\sigma_e \rho \Delta v_D)$ siehe Gleichung (4-13) wobei κ_1 / ρ sich auf die normierte Größe $(n_e / W) = 10^{11}$ bezieht) mit der sich Gleichung (4-34) darstellt als

$$M(t, r, v) = \langle a_v \rangle_{S,D} t^{-1} (N_S + t \sum_D \kappa_d (n_E / W)^{\gamma_d}) \quad (4-36)$$

bzw.

$$M(t, r, v) = \langle a_v \rangle_{S,D} \langle (n_E / W)^{\gamma_d} \rangle_{S,D} t^{-1} (N_S + t \langle \kappa_d \rangle_D N_D) \quad (4-37)$$

Für $\langle (n_E / W)^{\gamma_d} \rangle_{S,D}$ kann $(n_E / W)^{\delta}$ gesetzt werden, wohingegen die weitere Vereinfachung des in Klammern stehenden Ausdrucks die Kenntnis der Linienverteilungsfunktion in Abhängigkeit der Linienstärke erfordert. Kudritzki et al. (1986) haben dargelegt, daß für die Verteilungsfunktion die Proportionalität $dN(k) \propto k^{\alpha-2}$ gilt. In eindrucksvoller Weise konnte von den gleichen Autoren unter Zuhilfenahme dieser Verteilungsfunktion gezeigt werden, daß der zur Vereinfachung anstehende Ausdruck proportio-

nal zu $t^{-\alpha}$ ist, wodurch Gleichung (4-37) in die zu verifizierende Gleichung (4-33) übergeht.

Zu dieser Betrachtung sind folgende ergänzende Bemerkungen erforderlich:

1. Für die Beschreibung der Linienkraft im gesamten Beschleunigungsbe-
reich wird sowohl ein sternspezifisches Intervall von t und n_E/W
als auch das relevante Intervall der Linienstärke benötigt. Da die-
se drei Größen in Gleichung (4-35) miteinander gekoppelt sind, ist
für jeden Stern ein spezifisches Intervall der Verteilungsfunktion
bedeutsam, das nicht zwangsläufig mit einem konstanten Parameter
 α zu beschreiben ist. Unter Umständen stellt die Konstante α sogar
lediglich eine lokale Approximation dar. Im Allgemeinen müssen die
Parameter α, K und δ somit als Funktion der Tiefenvariable t , des
Orts und der Geschwindigkeit aufgefaßt werden.
2. Die Bildung des Mittelwertes von n_E/W in Gleichung (4-37) setzt be-
reits die Kenntnis der korrekten, von diesem ferm abhängigen Ver-
teilungsfunktion voraus, d. h. einerseits, daß α und δ nicht unab-
hängig voneinander bestimmt werden können, und andererseits wird in
diesem Schritt die Zuordnung von n_E/W und t als bekannt angenommen,
wodurch der eingangs erwähnte Iterationszyklus bedingt wird.
3. Ebenfalls iterativ zu bestimmen sind die Besetzungszahlen und da-
mit die Parameter im Falle der Lösung der detaillierten Ratenglei-
chungen, da diese nach Gleichung (4-21 bis 25) zusätzlich von r, v
und v' abhängen. Entsprechend den Gleichungen (4-5, 4-6a, 4-33)
einerseits und (4-18, 4-19) andererseits ist außerdem das Verhält-
nis der Elektronendichte zur Wasserstoffteilchenzahl generell mit
zu iterieren (in Gleichung (4-5) und (4-6a) sind die betroffenen
Größen mit '*' gekennzeichnet).
4. Der oben definierte Parameter α ist entsprechend derselben notwen-
digen Vorgehensweise identisch mit dem von Gleichung (4-11) (wird
 t in Gleichung (4-13) anstelle von τ_r auf τ_s bezogen und $M(t_s)$
(siehe Gleichung (4-33)) in Abhängigkeit dieser Größe in Glei-

chung (4-7) benutzt, so erhält man Gleichung (4-15) in identischer Weise, was als zusätzliche Verifikation zu werten ist (siehe hierzu PPK, Pauldrach, 1985)), insofern α als μ unabhängig betrachtet werden kann. Die hierzu notwendige Voraussetzung, daß α im gesamten Intervall, in dem t von t_s abweicht, als konstant anzunehmen ist, konnte in jedem untersuchten Fall gewährleistet werden. Davon unabhängig ergab die korrekte Berechnung der Linienkraft nach Gleichung (4-7) von Puls (1986, mündliche Mitteilung) - bezüglich desselben Sternmodells und derselben atomaren Daten - exakt die gleichen Größen, wie sie mit der nach dem oben geschilderten Verfahren berechneten Linienkraft ermittelt wurden. Dies ist als Bestätigung dafür zu sehen, daß α in ausgezeichneten Näherung von μ unabhängig ist und die Parametrisierung der Linienkraft korrekt durchgeführt wurde.

Bevor nun die Bestimmung der durch Gleichung (4-33) definierten Parameter geschildert wird, ist darauf hinzuweisen, daß die von Abbott (1982) für festgehaltene n_e/W und t Gitter berechneten "force multiplier" Werte, die aus Testgründen nachgerechnet wurden, wobei bis auf kleine Abweichungen, die auf die Korrektur der atomaren Daten zurückzuführen waren, gute Übereinstimmung erzielt wurde, nur für Sterne verwendet werden können, deren errechnete Zuordnung von n_e/W und t dem Abbottschen Gitter entspricht (siehe auch obige Bemerkung 2.). Aus diesem Grunde standen PPK lediglich zwei n_e/W Gitterpunkte mit jeweils zwei t Punkten zur Bestimmung von K, α und δ zur Verfügung.

Um einerseits die Anzahl der korrekt berechneten "force multiplier" Werte (siehe Gleichung (4-15)) gegenüber den sieben Tiefenpunkten zu erhöhen, wodurch die Berechnung der mittleren Größen $\bar{K}, \bar{\alpha}, \bar{\delta}$ mit Hilfe "multi-linearer Regression" ermöglicht wird, und andererseits die Bestimmung von intervallabhängigen Parametern durch das Festhalten der jeweils nicht betroffenen Variable zu gestatten, wird der "force multiplier" bezüglich des variablen Gitters $(t_i, (r, v)_{i-1, i, i+1})$ und somit an 19 Punkten berechnet. Mit Hilfe dieser Werte werden die Parameter α_i und δ_i , die abgesehen vom ersten und letzten Intervall den Mittelwert aus den beiden möglichen Größen darstellen, nach Gleichung (4-33) ermittelt.

Die verbleibenden Parameter K_i erhält man letztlich durch die Bedingung der Stetigkeit von M und der Bedingung, daß die korrekt berechneten $M(t_i, (r, v)_i)$ gleich den erhaltenen Werten der parametrisierten Form sind.

In Fällen, in denen der "force multiplier" durch die "multi-lineare Regressionsmethode" nicht mit ausreichender Genauigkeit repräsentiert werden konnte, wurde das intervallabhängige Verfahren benützt.

iii) Lösung der hydrodynamischen Gleichungen

Da das Lösungsschema der nichtlinearen Bewegungsgleichung (Gleichung (4-5) wobei die Nichtlinearität durch Verwendung der Gleichungen (4-33, 4-13) in Gleichung (4-15) offensichtlich wird) bereits bei Pauldrach (1985) und PPK ausführlich beschrieben wurde, soll hier auf eine Wiederholung der Darstellung verzichtet werden. Lediglich die in Zusammenhang mit dem Iterationszyklus stehenden Modifikationen sollen nicht unerwähnt bleiben.

Wie bereits mehrfach angesprochen, mußte im Zuge der Verbesserung der Theorie die Annahme der vollständigen Ionisierung von H und He fallengelassen werden (siehe PPK). Statt dessen war das korrekte, aus den Besetzungszahlen berechnete (siehe Gleichung (4-18, 4-19)), Verhältnis von n_e zu n_H an den entsprechenden Stellen (siehe obige Bemerkung 3.) zu verwenden - n_e muß auf die Wasserstoffdichte bezogen werden, da ja die Dichte durch die hydrodynamischen Gleichungen berechnet wird.

Die zweite Modifikation, die zwar mit programmtechnischen, aber keinen prinzipiellen Schwierigkeiten verbunden war, betrifft die intervallabhängige Verwendung der "force multiplier" Parameter.

Da die von PPK zur Lösung angegebenen Gleichungen für diese neue Vorgehensweise in gleicher Weise verwendet wurden, erscheinen lediglich zwei Gesichtspunkte nennenswert:

1. Der durch die Singularität - die den Übergang vom Unter- in den Überschallbereich beschreibt (siehe Pauldrach, 1985) - der Bewegungsgleichung gekennzeichnete kritische Punkt, der iterativ be-

stimmt wird und demgemäß geeignet vorgegeben werden muß, darf während des diesbezüglichen gesamten Iterationsvorgangs keine Intervallgrenze des Parametertripels (K_i, α_i, δ_i) überschreiten, da ansonsten aufgrund der Eigenabhängigkeit des kritischen Punktes vom Parametertripel keine Konvergenz erreicht werden kann. Dies bedingt eine bestmögliche Vorgabe des kritischen Punktes in der Weise, wie sie bei PPK im Appendix beschrieben wurde.

2. Wie bereits in Abschnitt (ii)) erwähnt, ist die Stetigkeit des "force multipliers" von außerordentlicher Wichtigkeit für die Integration der Bewegungsgleichung. Obwohl dies bereits bei der Parametrisierung berücksichtigt wurde, traten bei der Lösung des hydrodynamischen Teils Unstetigkeiten an den Intervallgrenzen der Parametertripel auf, da die Dichteschichtung simultan mit der Linienkraft bestimmt wird. Vermieden wurden diese Unstetigkeiten durch entsprechende Anpassung der Parameter K_i , wobei das konvergierte Modell unter anderem die parametrisierten K_i verifizierte.

Verglichen mit Modellen, die mit den mittleren Größen der Parametrisierung berechnet wurden, ergaben die hydrodynamischen Ergebnisse (Massenverlustrate, Endgeschwindigkeit) der mit den intervallabhängigen Parametern gelösten Modelle folgende Resultate:

Die Abweichungen der Massenverlustrate und der Endgeschwindigkeit sind vernachlässigbar klein (kleiner 1 %), falls die Besetzungszahlen durch die detaillierten Ratengleichungen berechnet werden (siehe Abschnitt (iv)) und Abschnitt (V.)). Für den Fall der approximativ bestimmten Besetzungszahlen gilt dies ebenfalls, solange auf die Berücksichtigung photosphärennaher Tiefenpunkte verzichtet wird - dies war bei PPK zwangsläufig der Fall (siehe Abschnitt (ii))) - , da in diesem Bereich aufgrund der Vernachlässigung von Elektronenstößen die Besetzungszahlen mit unzureichender Genauigkeit berechnet werden. Auf die Massenverlustrate und die Endgeschwindigkeit hat dieser Effekt über die entsprechenden Parametertripel einen gewaltigen Einfluß. Abweichungen von 15 % (größere Massenverlustrate - kleinere Endgeschwindigkeit) waren die Regel. Um nicht zuletzt konsistent zu PPK zu sein, werden im Weiteren alle unsicheren unteren Tiefenpunkte (v kleiner a) in den Modellen, die aus-

schließlich nach Abbott (1982) berechnete Besetzungszahlen verwenden, nicht berücksichtigt.

Zusammenfassend wird somit festgestellt, daß der "force multiplier" in Abhängigkeit des Sternmodells durch einen gemittelten Parametersatz mit ausreichender Genauigkeit dargestellt werden kann.

iv) Lösung der detaillierten non-LTE Ratengleichungen im "multi-level"

Fall

Nach den Abschnitten (II. 2. vii); IV. A, 4.; IV. B, 1.) sind für die - im quantitativen Sinne - korrekte Behandlung die exakt berechneten Besetzungszahlen von 3824 Levels, die 26 Elementen in insgesamt 133 Ionisationsstufen zugeordnet sind, erforderlich. Hierbei sind für die vier am stärksten besetzten Ionisationsstufen jedes Elements (die korrigierbare Information über die relevanten Ionisationsstufen resultiert aus dem Vorgehen in Abschnitt (i)) die detaillierten Ratengleichungen bezüglich des in Abschnitt (A, 4.) dargestellten Formalismus, den in Abschnitt (B, 1. i)) besprochenen Daten und der hydrodynamischen Ergebnisse (r, v, v', ρ) zu lösen. Zusätzlich ist der Kontinuumsstrahlungstransport simultan mit der Bestimmung der Besetzungszahlen zu berechnen, da einerseits die g-f Raten von der mittleren Kontinuumsstrahlungsintensität abhängen und andererseits in die für das Kontinuum zu lösenden Gleichungen (4-2) und (4-3) die Besetzungszahlen eingehen (wie in Abschnitt (A, IV.) besprochen, werden die Linienopazitäten in Gleichung (4-2) vernachlässigt).

Für die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist es weder möglich, noch nötig, die Ionisationskanten aller betrachteten Niveaus zu berücksichtigen. Aus diesem Grund muß eine entsprechende Auswahl aller Kanten, die zur optischen Gesamttiefe einen Beitrag leisten können, erfolgen. Diese Auswahl stützt sich - basierend auf den nach Abbott (1982) bestimmten Besetzungszahlen (siehe Gleichung (4-32)) und dem dazu konsistenten hydrodynamischen Modell - auf den nachstehenden Gesichtspunkt:

Niveaus, die am nächstgelegenen Tiefenpunkt der Photosphäre ein Besetzungszahlenverhältnis von $n_i/n_H > 10^{-5}$ besitzen und deren radialer logarithmischer Abfall der g-f Opazitäten im äußeren Bereich der Hülle > -2.5 ist, können bezüglich ihrer Ionisationskante im Windbereich eine radiale optische Tiefe größer 1 erreichen und sind somit für die Gesamtopazität relevant.

Diese Aussage impliziert, daß lediglich Grundzustandskanten von Elementen, deren chemische Häufigkeit größer als 10^{-5} ist, zu berücksichtigen sind. Demgemäß wurden die Grundzustandskanten der Ionisationsstufen von H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si und S in Betracht gezogen. Zusätzlich zur g-f Opazität wurden die f-f Opazität von H und He und die Opazität der Thomsonstreuung in Rechnung gestellt.

Methode zur Lösung der Ratengleichungen

Die Verknüpfung der Strahlungstransportgleichung für das Kontinuum mit den Ratengleichungen einerseits und die Tatsache, daß die zu berechnenden Besetzungszahlen bereits für die Darstellung der radiativen g-g Raten benötigt werden (siehe Gleichung (4-21 bis 25)), erfordern zwei teilweise miteinander gekoppelte interne Iterationszyklen.

Dabei war wie folgt vorzugehen:

- Im ersten Iterationszyklus wurden die Ratengleichungen der Elemente aufgestellt, die für die g-f Opazität relevant sind. Dabei wurde im ersten Schritt das Kontinuum als optisch dünn betrachtet - wobei die Integrale der Photoionisations- und Rekombinationsraten mit Hilfe der Whittacker-Funktionen berechnet wurden - und die radiativen g-g Raten wurden mit den approximativ bestimmten Besetzungszahlen berechnet - die hierfür erforderliche Berechnung der "escape probabilities" (siehe Gleichung (4-25)) erfolgte durch Integration mit Gewichten.

Mit den Besetzungszahlen, die sich durch Lösung des Gleichungssystems ergeben, wurde die Opazität und die Quellfunktion - teils durch doppellogarithmische Interpolation - für 20 radiale Tiefenpunkte bezüglich jeweils 120 Frequenzpunkten berechnet. Daraufhin

wurde die sphärische Strahlungstransportgleichung durch die "Rybicki-Methode" im "Feautrierschema" gelöst (siehe hierzu Mihalas, 1978, Kapitel 7-6). Die daraus resultierende mittlere Intensität wurde, dem tatsächlichen Zustand des Kontinuums Rechnung tragend, in den folgenden Iterationsschritten bezüglich der g-f Strahlungsraten verwendet, wobei die Anzahl der Frequenzpunkte eine korrekte numerische Integration mit Gewichten ermöglichte; Entsprechend den radiativen g-f Raten waren auch die g-g Strahlungsraten dem Iterationszyklus unterworfen.

Um die Anzahl der notwendigen Iterationen, die maßgeblich vom HeII Kontinuum abhängen, zu reduzieren, wurde für die Grundzustandskante von HeII in den ersten beiden Schritten detailliertes Gleichgewicht angenommen. Durch diese Prozedur wurde das Konvergenzkriterium - relative Abweichungen von 10^{-3} bis 10^{-4} - für die HeII Besetzungszahlen bereits nach 12 - 15 Iterationen erfüllt. Bei fixierter Population von HeII war die gleiche Anzahl von Iterationen unter Einbeziehung aller oben angegebenen Elemente erforderlich.

- Der zweite Zyklus besteht in der ausschließlichen Iteration der radiativen g-g Raten von allen in Tabelle 1 angegebenen 26 Elementen. Hierbei wurden die im ersten Zyklus berechneten mittleren Intensitäten verwendet und es war insbesondere auf die Konvergenz der hoch angeregten Niveaus zu achten - nach sieben bis fünfzehn Iterationen war obiges Konvergenzkriterium erfüllt und somit, aufgrund der lokalen Behandlung der g-g Strahlungsraten, eine Linearisierung der Gleichungen nicht erforderlich.

Das Computerprogramm,

bestehend aus vier Programmpaketen, wurde in FORTRAN 77 programmiert und die Rechnungen wurden an der CYBER 175 des Leibnitz Rechenzentrums in München durchgeführt.

Der Zweck des ersten Paketes besteht in der Lösung der hydrodynamischen Gleichungen. Hierbei wurde für die Startnäherung der von Pauldrach (1985) entwickelte Code direkt verwendet, wohingegen für den Iterations-

zyklus die in Abschnitt (iii)) besprochenen Modifikationen an diesem Code vorgenommen wurden.

Die zweite Programmgruppe beinhaltet die Berechnung der Besetzungszahlen und des "force-multipliers" und ist somit der Problemstellung dieser Arbeit entsprechend, das Herzstück. Die Besetzungszahlen können alternativ gemäß Abschnitt (i)) - also approximativ - oder gemäß Abschnitt (iv)) berechnet werden, wobei im letzteren Fall das Kontinuum als optisch dünn oder dem tatsächlichen Zustand entsprechend zu verwenden ist. Da entsprechend dem Vorgehen zur Lösung der Ratengleichungen in einem Iterationsschritt des großen Zyklus 4000 Matrizen vom Rang $< 150 \times 150$ aufzulösen sind, ist dieser Code der rechenintensivste Teil des Programms; aufgrund der begrenzten Genauigkeit der Zahlendarstellung ist der erforderliche Matrizenrang nahe an der maximalen Grenze der Auflösbarkeit, und somit war es erforderlich, auf eine optimale Konditionierung der Matrizen zu achten.

Im dritten Teil des Programmsystems werden Opazität und Quellfunktion berechnet und die sphärische Strahlungstransportgleichung gelöst. Aus den oben geschilderten Gründen ist dieser Programmteil abhängig von der Besetzungszahlenberechnung und steht somit in enger Verbindung zum zweiten Teil.

Zu erwähnen ist ferner, daß eine bereits getestete Routine, die die Transportgleichung in der oben angegebenen Weise löst, dem Autor dieser Arbeit freundlicherweise von Puls (1986) zur Verfügung gestellt wurde.

Der verbleibende Programmteil berechnet aus den diskreten "force multiplier" Werten die Parameter K , α und δ , die für die analytische Struktur der Linienkraft erforderlich sind. Zur Anwendung gelangen hierbei sowohl die Methode der "multi-linearen Regression" - für die eine IMSL Bibliotheksroutine benützt wurde - als auch die Methode der intervallabhängigen Parametrisierung (siehe Abschnitt (ii))).

Der Rechenzeitbedarf für ein mit diesen Programmpaketen gelöstes Sternmodell lag zwischen 40000 - 80000 CPU (Central Processor Units). Da

neben dem für astrophysikalische Probleme üblichen "number-crunching" ein extensives, wohlorganisiertes Datenreservoir benötigt wurde, erhöhte sich die Anzahl der benötigten "System Record Units" (SRU) um den Faktor 1.5.

V. Die Ergebnisse

Trotz der beachtlichen Erfolge, die die zahlreichen Überlegungen und Untersuchungen auf dem Gebiet der stellaren Winde heißer Sterne erbracht haben, konnten - wie Kapitel (II.) darlegte - wesentliche Fragen, die die Beobachtung an die Theorie stellt, bisher nicht zufriedenstellend beantwortet werden.

Mit dem im letzten Kapitel entwickelten verbesserten Modell soll nun ein Beitrag zur Klärung der Fragestellungen, die gegenwärtig von höchster Priorität sind, geleistet werden:

1. Kann das Konzept der radiativ getriebenen stellaren Winde die beobachteten Windeigenschaften von heißen Sternen der Magellanschen Wolken - und damit außerhalb der Galaxis - reproduzieren, und ist insbesondere die beobachtete Korrelation zwischen der Metallhäufigkeit und der Endgeschwindigkeit theoretisch verifizierbar?
2. Kann die Theorie der radiativ getriebenen stellaren Winde, repräsentiert durch ein Standardmodell, in dem die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts korrekt behandelt werden, in einem detaillierten quantitativen Vergleich mit der Beobachtung sowohl die Massenverlustrate und die Endgeschwindigkeit als auch die Ionisationsverhältnisse korrekt vorhersagen?

Die erste dieser Fragen ist Gegenstand von Abschnitt (A.), wohingegen in Abschnitt (B.) die zweite Frage behandelt wird.

A, Windmodelle für O-Sterne in den Magellanschen Wolken

Die Grundlage dieser Untersuchung stützt sich auf zwei beobachtete Fakten:

1. Basierend auf einer umfangreichen Studie konnten Garmany und Conti (1985) darlegen, daß OB-Sterne, mit gleichem korrekt definiertem Spektraltyp, in den Magellanschen Wolken erheblich kleinere Endgeschwindigkeiten zeigen, als in der Galaxis (siehe Kapitel (II.), (III.)). Konkret zeigte sich, daß die Endgeschwindigkeiten bei O-Sternen in der LMC um ungefähr 600 km/s und in der SMC um 1000 km/s kleiner sind (siehe Abbildung (1)).
2. Die Analyse der Emissionslinienspektren von HII-Regionen ergibt eine signifikante Metallunterhäufigkeit in den Magellanschen Wolken (siehe z. B. Dufour, 1984).

Da die Besetzungszahlen direkt von den Metallhäufigkeiten abhängen (siehe Gleichung (4-17)) und diese wiederum Einfluß auf die Dynamik nehmen (siehe Gleichung (4-15)), erscheint die Schlußfolgerung einer Korrelation zwischen der Metallhäufigkeit und der Endgeschwindigkeit naheliegend.

Für die Verifikation dieser Behauptung wurden Windmodelle für einen typischen O5V-Stern mit den Sternparametern $T_{\text{eff}} = 45\text{kK}$, $\log g = 4.0$ und $R/R_{\odot} = 12$ sowohl in der Galaxis als auch in der LMC und der SMC berechnet. Hierbei wurden für den in Abschnitt (IV. B.) beschriebenen Iterationszyklus ausschließlich approximativ bestimmte Besetzungszahlen verwendet, und entsprechend den Sternentwicklungsrechnungen von Pylyser et al. (1985) wurden für die Metallhäufigkeiten die generalisierten Werte

$$Z_{\text{LMC}} = 0.28 Z_{\text{Gal}} \qquad Z_{\text{SMC}} = 0.1 Z_{\text{Gal}}$$

benützt (Begründung siehe unten).

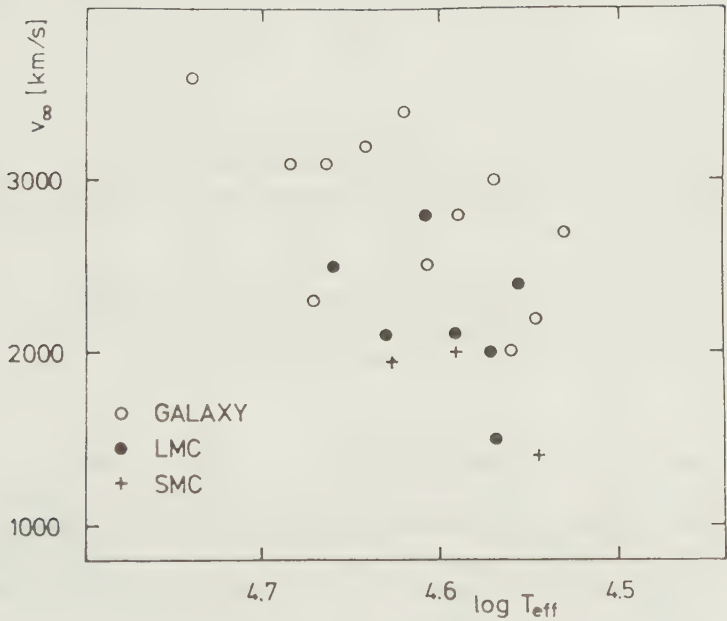


Abbildung 1: Für O-Sterne sind die beobachteten Endgeschwindigkeiten (v_{∞}) als Funktion der Effektivtemperatur - enthält die Information über den Spektraltyp - für die Galaxis (o), die LMC (•) und die SMC (+) dargestellt (die Daten wurden der Arbeit von Garmany und Conti (1985) entnommen).

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Dynamik dargelegt,

Tabelle 2

Berechnete Windparameter für einen typischen O5V-Stern in der Galaxis,
LMC, SMC.

	v_{∞} (km/s)	$\dot{M}$ ($10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$)	$\dot{M} v_{\infty}/L$
Z_{gal}	3350	2.12	0.66
Z_{LMC}	2900	1.35	0.36
Z_{SMC}	2435	0.72	0.16

die wie folgt zu interpretieren sind:

1. Bei vorgegebener Leuchtkraft reduziert sich die Effektivität ($\dot{M} v_{\infty}/L$) des Windes gegenüber der Galaxis in der LMC um den Faktor 2 und in der SMC um den Faktor 4, d. h. die Fähigkeit der Impulsübertragung vom Strahlungsfeld auf das Plasma ist bei kleineren Metallhäufigkeiten stark vermindert.

Die für diese Aussage erforderliche Bezugsgröße - der Effektivität des Windes - gewinnt man durch folgende einfache Anschauung: Infolge eines einmaligen Ereignisses kann ein Photon den Impuls $\Delta p \leq h\nu/c$ auf das Plasma übertragen. Wichtet man diese Größe mit der energetischen Verteilungsfunktion $L_{\nu}/h\nu$ des Photonenfeldes und integriert über die Frequenz, so erhält man den maximalen Impuls L/c , der bei Vernachlässigung von "multi-line transfer" Effekten pro Sekunde auf das Plasma übertragen werden kann, d. h. im Rahmen dieser Näherung muß der tatsächlich vom Plasma absorbierte Impuls $\dot{M} v_{\infty} \leq L/c$ sein.

2. Die Massenverlustrate ist in der SMC nahezu um den Faktor 3 kleiner als in der Galaxis. Trotz der Signifikanz dieses Resultats soll von der Diskussion der Massenverlustraten im Weiteren abgesehen werden, da die empirisch bestimmten Massenverlustraten der Magellanschen Wolken lediglich auf den Faktor 2 - 3 genau sind und somit ein Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung sinnlos ist.
3. Im Gegensatz zur Massenverlustrate beinhaltet die Verminderung der Endgeschwindigkeit - von 450 km/s in der LMC und 900 km/s in der SMC - einen sehr wohl beobachtbaren Effekt, der die vermutete Korrelation zwischen der Metallhäufigkeit und der Endgeschwindigkeit zeigt.

Aus Abbildung (2) - die einen Vergleich der drei Geschwindigkeitsfelder bezüglich der Galaxis, LMC und SMC zeigt - ist ersichtlich, daß nicht nur die Endgeschwindigkeit, sondern die gesamte Geschwindigkeitsschichtung bei reduzierter Metallhäufigkeit niedrigere Werte annimmt.

Für das Verständnis dieser Sachlage ist es hilfreich, die selbstkonsistent berechneten mittleren Parametersätze ($\bar{K}, \bar{\alpha}, \bar{\delta}$) der "force multiplier" zu betrachten, die in Tabelle 3 angegeben sind - neben den Parametern des 05V-Bezugssterns ($T_{\text{eff}} > 42\text{kK}$) sind für spätere Zwecke auch Parameter von anderen, der Effektivtemperatur entsprechenden, typischen O-Sternen mit angegeben.

Mit diesen Parametern erhält man für die "force multiplier" in dem für die Beschleunigung relevanten Bereich die Ungleichung,

$$M_{\text{Gal}}(t, r, v) > M_{\text{LMC}}(t, r, v) > M_{\text{SMC}}(t, r, v) \quad (5-1)$$

die zwangsläufig adäquate Ungleichungen für die Massenverlustraten und die Endgeschwindigkeiten protegirt.

Der augenfälligste Grund für die Verminderung der Endgeschwindigkeit ist in der fallenden Folge der Parameter α zu sehen,

$$\alpha_{\text{Gal}} > \alpha_{\text{LMC}} > \alpha_{\text{SMC}} \quad (5-2)$$

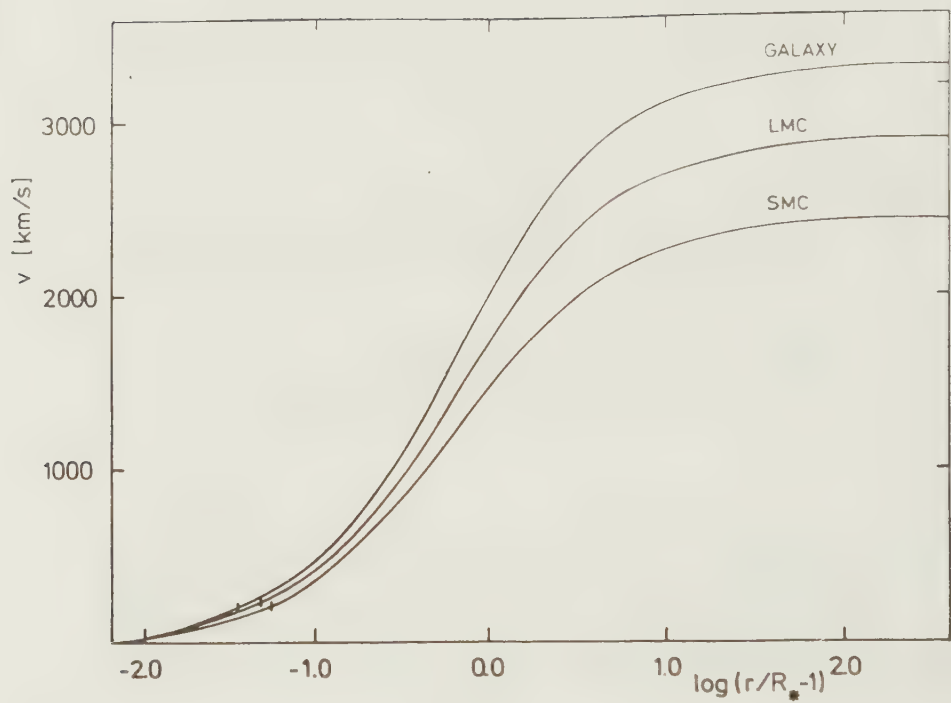


Abbildung 2: Berechnete Geschwindigkeitsfelder für einen typischen 05V-Stern in der Galaxy, LMC und SMC.

Tabelle 3

Parametersätze ($\bar{\kappa}$, $\bar{\alpha}$, $\bar{\delta}$) der "force multiplier" in Abhängigkeit der Effektivtemperatur

$$Z = Z_{\odot}$$

	$\bar{\kappa}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\delta}$
$30000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 40000\text{K}$	0.170	0.590	0.090
$40000\text{K} \leq T_{\text{eff}}$	0.124	0.640	0.070

$$Z_{\text{LMC}} = 0.28 Z_{\odot}$$

	$\bar{\kappa}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\delta}$
$30000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 37500\text{K}$	0.164	0.557	0.088
$37500\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 42500\text{K}$	0.127	0.589	0.062
$42500\text{K} \leq T_{\text{eff}}$	0.089	0.627	0.100

$$Z_{\text{SMC}} = 0.10 Z_{\odot}$$

	$\bar{\kappa}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\delta}$
$30000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 40000\text{K}$	0.128	0.552	0.138
$40000\text{K} \leq T_{\text{eff}}$	0.097	0.580	0.104

da dieser Parameter nach Abschnitt (IV. A, 3.) und (IV. B, 2.) im Wesentlichen das Verhältnis von optisch dicken zu optisch dünnen Linien angibt - nach den Gleichungen (4-9) und (4-10) wirkt sich die Metallhäufigkeit auf das Kriterium aus, das eine Linie als optisch dick oder dünn beschreibt und im Falle einer optisch dünnen Linie ist die Beschleunigung direkt proportional zur chemischen Häufigkeit. Die fallende Folge der Parameter α bringt demgemäß zum Ausdruck, daß im Beschleunigungsbereich der Modelle der Magellanschen Wolken weniger optisch dicke Linien zur Verfügung stehen, und die zusätzlich steigende Folge der Parameter δ zeigt auf, daß die Kraftwirkung der optisch dünnen Linien entsprechend der Metallhäufigkeit bei kleineren Dichten nachläßt. Dies erklärt beinahe zwangsläufig die kleineren Endgeschwindigkeiten bei verminderter Metallhäufigkeit.

Obwohl durch obige Rechnung die Korrelation der chemischen Zusammensetzung mit der Endgeschwindigkeit bestätigt werden konnte, ist ein quantitativer Vergleich mit der Beobachtung in dieser Form nicht möglich.

Der Grund dafür liegt in der bislang unzureichenden Bestimmung der Sternparameter $\log g$ und R (T_{eff} ist durch die korrekte Bestimmung des Spektraltyps erfaßt (siehe Garmany und Conti, 1985)) - die von erheblicher Bedeutung für die hydrodynamischen Rechnungen sind (siehe Pauldrach, 1985) - bei Objekten der Magellanschen Wolken.

Zur Verfügung stehen somit lediglich mit erheblicher Unsicherheit behaftete Sternparameter aus Sternentwicklungsrechnungen von Pylyser et al. (1985) (die oben angegebenen Metallhäufigkeiten wurden der Verwendung der Sternparameter entsprechend konsistent zu dieser Arbeit angenommen), die allerdings nur einen statistischen Vergleich mit den in Abbildung (1) dargestellten Ergebnissen von Garmany und Conti (1985) zulassen (siehe auch Kudritzki et al., 1986a).

Aufgrund der Unsicherheit der Sternparameter wurden die Besetzungszahlen für die erforderlichen Rechnungen in approximativer Weise bestimmt und damit konsistent zu PPK - deren Ergebnisse bei unsicheren Sternparametern bereits in Einklang mit Beobachtungen sind.

Für die Galaxis, die LMC und die SMC wurden Sternmodelle für verschiedene Entwicklungsstadien der Hauptreihenmassen 30, 40, 60, 80 und 100 $M_{\odot}$ berechnet.

Die damit für die jeweilige Galaxie erhaltene Ober- und Untergrenze der Endgeschwindigkeit ist zusammen mit den beobachteten Werten von Garmany und Conti (1985) in Abbildung (3) dargestellt.

Es ist klar zu erkennen, daß in Abhängigkeit der Metallhäufigkeit die berechneten Bereiche der Endgeschwindigkeit gegeneinander verschoben sind, wobei der Bereich der Galaxis maximale und der Bereich der SMC minimale Endgeschwindigkeiten beinhaltet.

Verglichen mit den individuell beobachteten Objekten von Garmany und Conti (1985) gewährleisteten die theoretisch berechneten Bereiche Übereinstimmung, obwohl in der SMC ein statistischer Auswahlereffekt getroffen wurde, indem lediglich bereits entwickelte Objekte von den Beobachtungen erfaßt wurden.

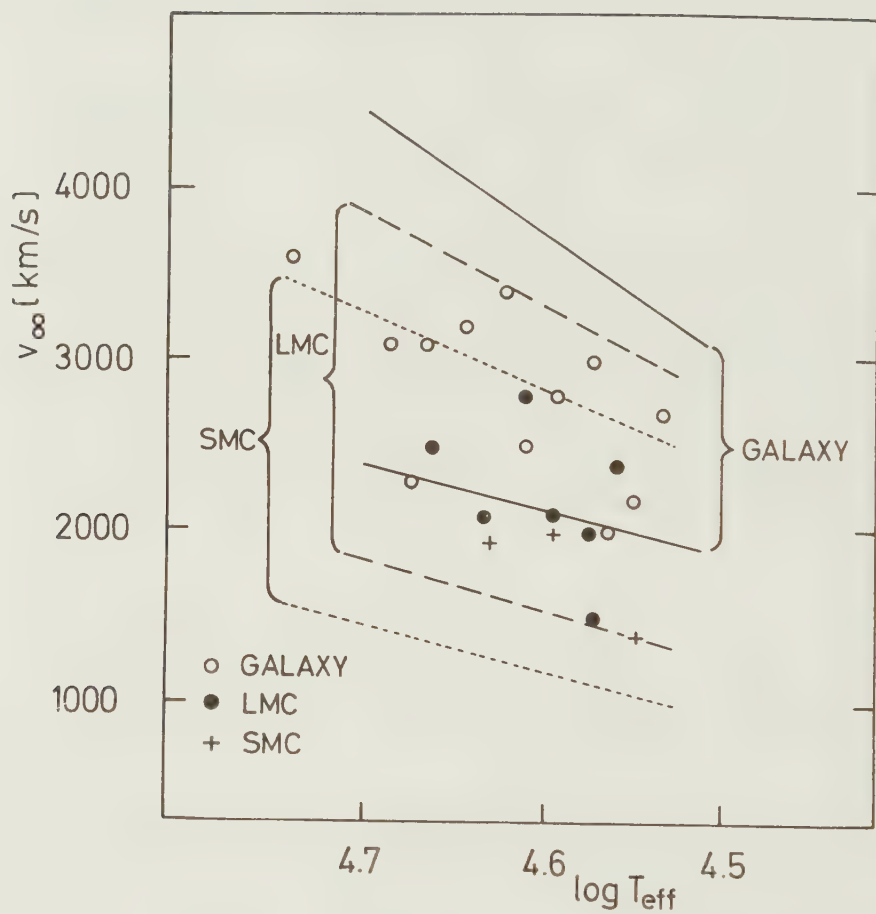


Abbildung 3: Als Funktion der Effektivtemperatur berechnete Ober- und Untergrenze der Endgeschwindigkeit für die Galaxis, LMC und SMC - siehe Text.

Die Schlußfolgerungen aus diesen Rechnungen sind:

Sowohl die Dichte- als auch die Geschwindigkeitsstruktur erreicht in stellaren Winden erheblich kleinere Werte, wenn die Metallhäufigkeit in der für die Magellanschen Wolken anzunehmenden Weise reduziert wird.

Die beobachtete Abnahme der Endgeschwindigkeit bei Objekten gleichen Spektraltyps in der LMC und der SMC gegenüber der Galaxis ist in Einklang mit den durchgeführten Rechnungen.

Dies muß als Bestätigung dafür gewertet werden, daß das Konzept der radiativ getriebenen stellaren Winde auch bei niederen Metallhäufigkeiten seine Richtigkeit bewahrt.

Um anstelle einer statistischen Vorgehensweise Vergleiche für individuelle Sterne durchzuführen, ist neben der Kenntnis des Spektraltyps die Bestimmung von präzisen Sternparametern für O-Sterne in den Magellanschen Wolken erforderlich (siehe Kudritzki und Hummer, 1986).

Geht man ferner davon aus, daß die Kenntnis der Sternparameter und der individuellen Metallhäufigkeiten eine genauere empirische Bestimmung der Massenverlustraten zuläßt, so könnte das Konzept der radiativen Winde anhand des Standardmodells mit korrekten Ionisationsrechnungen in einem detaillierten quantitativen Vergleich auch für die Magellanschen Wolken überprüft und entsprechend genutzt werden.

B, Detaillierte Windmodelle für O-Sterne in der Galaxis

In diesem Abschnitt werden die durch korrekte Behandlung der detaillierten non-LTE Ratengleichungen im "multi-level" Fall erhaltenen Ergebnisse für zwei typische O-Sterne - ζ Puppis (O4f) und τ Scorpii (O9.5V) - diskutiert und dargestellt.

Diese beiden Objekte wurden ausgewählt, da sie bezüglich der Windeffektivität, der Superionisation, der Effektivtemperatur und der Anzahl der photosphärischen Analysen, die sich mit ihnen beschäftigten, als extreme Vertreter der O-Sterne zu bezeichnen sind. Insbesondere τ Scorpii stellt für das hier entwickelte verbesserte Windmodell einen "Härtetest" dar, da er zu den kühlpsten Objekten, die das Phänomen der Superionisation zeigen, zu zählen ist.

1. Der O4f-Stern ζ Puppis

Wie in Abschnitt (II. 3.) und (IV. A.) dargelegt, bedingt ein detaillierter quantitativer Vergleich mit der Beobachtung eine präzise Bestimmung der Sternparameter. Eine solche Bestimmung erfolgte für ζ Puppis erst kürzlich zweifach durch detaillierte photosphärische non-LTE Analysen (Kudritzki et al., 1983; Bohannan et al., 1985).

Die Ergebnisse, die einander entsprechen, beinhalten die Parameter T_{eff} , $\log g$, $R/R_{\odot}$ und den frequentiellen emergenten Fluß, der im gesamten visuellen Bereich mit den Beobachtungen übereinstimmt, was das Vertrauen in die im Weiteren verwendeten Sternparameter

$$T_{\text{eff}} = 42\text{ kK}$$

$$\log g = 3.5$$

$$R/R_{\odot} = 19.0$$

erhöht.

Da die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts - für stellare Winde - in dieser Arbeit erstmalig korrekt gelöst werden, sind Vergleichs-

modelle für die Überprüfung bisheriger approximativer Annahmen erforderlich. Die folgenden fünf Modelle sind Gegenstand dieser Untersuchung:

Modell 1: Die Besetzungszahlen wurden nach Abbott (1982) bzw. PPK berechnet (siehe Abschnitt (IV. B, 2.)) und die Temperaturschichtung wurde als konstant angenommen - $T = T_{\text{eff}}$.

Modell 2: Die Ratengleichungen wurden entsprechend Abschnitt (IV. B, 2.) korrekt gelöst - $T = T_{\text{eff}}$.

Modell 3: Die Besetzungszahlen wurden entsprechend Modell 2 behandelt; Die Temperaturschichtung wurde entsprechend dem sphärischen Strahlungsgleichgewicht im non-LTE Fall (siehe Abschnitt (IV. B, 2.)) als schwach fallend angenommen (siehe Abbildung (4)).

Modell 4: Modell 2 wurde unter der Annahme eines optisch dünnen Ionisationskontinuums verwendet.

Modell 5: Modell 4 wurde mit der Temperaturschichtung von Modell 3 benutzt.

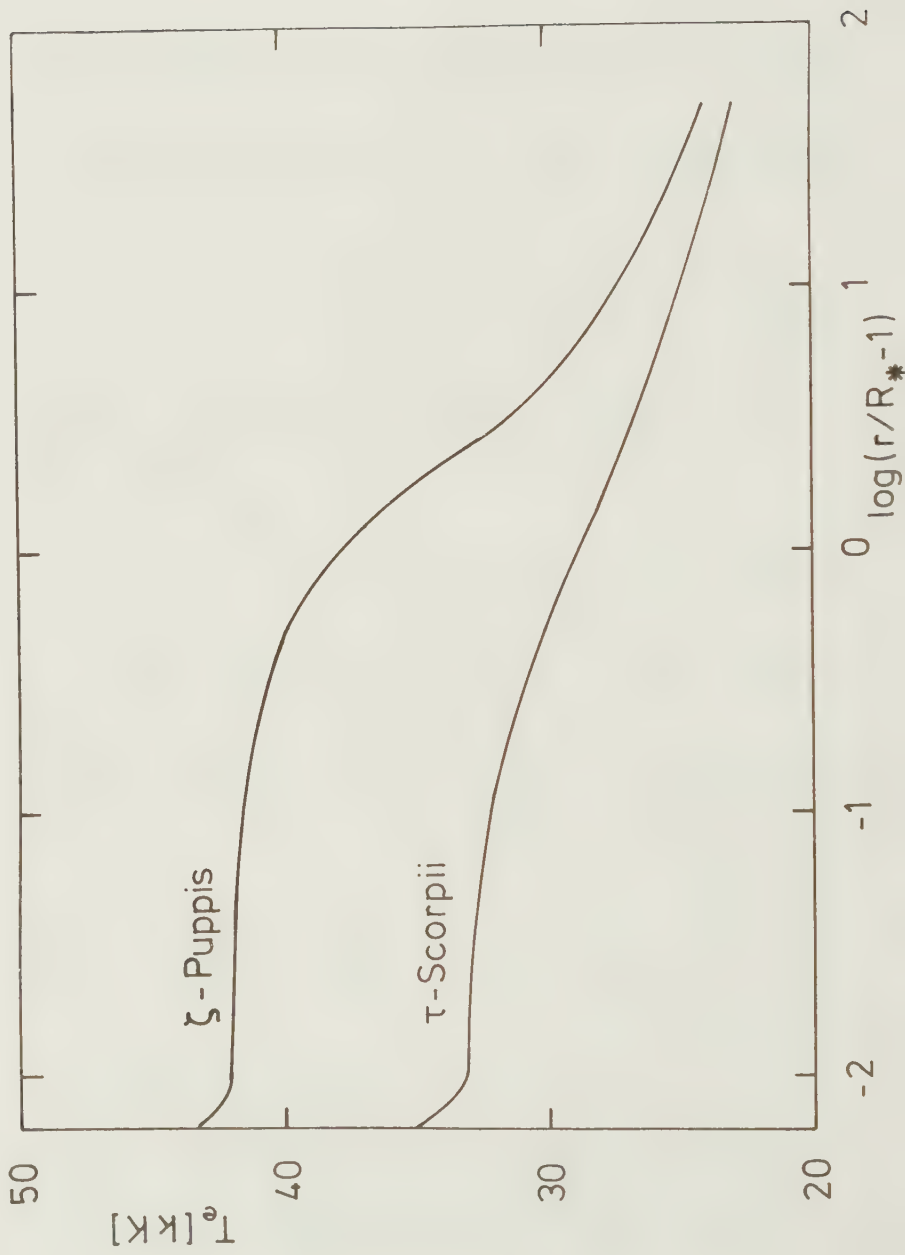
Auf der Grundlage dieser fünf Modelle werden im Weiteren die besonders zu erwähnenden Resultate diskutiert.

1.1 Das Ionisationskontinuum

Für Modell 2 gibt Abbildung (5) als Funktion der Frequenz die Lokalität im Wind an, bei der die optische Tiefe den Wert 1 annimmt und demzufolge der darunter liegende und umliegende Bereich als optisch dick zu bezeichnen ist.

Wie bereits in Abschnitt (IV. A, 4.) vermutet, ist das Ionisationskontinuum ($\lambda < \lambda_{\text{HeII}}$) von ζ Puppis im überwiegenden Teil des Beschleunigungsbereichs optisch dick. Besonders erwähnenswert ist das Faktum, daß neben He^+ eine Reihe von Metallen - O, Mg, N, Ne und Si - einen großen Beitrag zur Opazität liefern. Daraus muß geschlossen werden, daß O-Sterne, die zu ζ Puppis vergleichbare Windeigenschaften aufzeigen, ein op-

Abbildung 4: Den Rechnungen von Gabler et al. (1986) entsprechende Temperaturschichtung für ζ Puppis (Modell 3 und 5) und τ Scorpii.



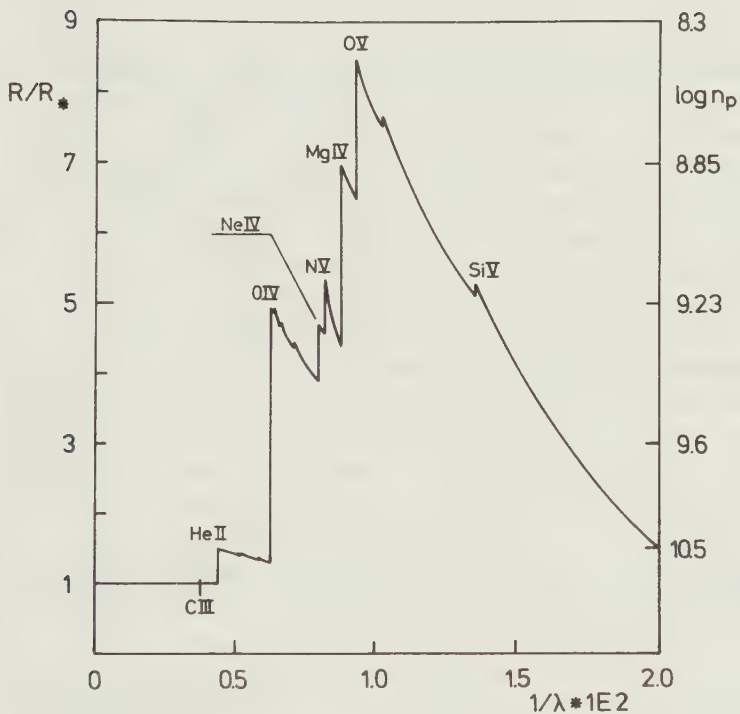


Abbildung 5: Lokalität bei der die kontinuierliche optische Tiefe den Wert 1 annimmt, als Funktion der reziproken Wellenlänge (Modell 2 von ζ Puppis). Für Vergleichszwecke ist der Logarithmus der Protonendichte an der rechten Ordinate mit angegeben.

tisch dickes Ionisationskontinuum in der Hülle besitzen, selbst wenn He nahezu vollständig ionisiert ist.

Dieses Resultat hat entscheidende Konsequenzen für die Berechnung der Ionisationsgleichgewichte, da diese im optisch dicken Fall nahezu ausschließlich durch die lokale Temperatur und nicht durch den emergenten Fluß eines statischen Photosphärenmodells bestimmt werden.

Ignoriert man dieses Faktum und verwendet man dennoch den emergenten Fluß hydrostatischer Modelle, so ist mit dieser Verfahrensweise ein erheblicher Fehler verbunden, da hierbei die Strahlungsintensität kurzwellig der HeII-Kante erheblich unterschätzt wird.

Zu bemerken ist ferner, daß die optische Dicke des Kontinuums von der Temperaturschichtung abhängt. Für Modell 3 stellt sich das Ionisationskontinuum im gesamten Beschleunigungsbereich ($\leq 100R$) als optisch dick dar. Dies ist auf die schwach fallende Temperaturschichtung (siehe Abbildung (4)) zurückzuführen, die HeII in den äußeren Bereichen des Windes dazu veranlaßt zu rekombinieren.

Im Hinblick auf die bereits erhaltenen Resultate sind zwei Bemerkungen zu den in Abschnitt (II. 3. ii)) dargelegten bisherigen Erklärungsversuchen für die Superionisation angebracht:

1. Abgesehen von den Widersprüchen, die sich für das "hot-corona cool-wind" Modell von Cassinelli und Olson (1979) mit den Beobachtungen ergeben haben, ist es fraglich, ob OVI - selbst mit einem ausreichenden Röntgenfluß im Wind - in der erforderlichen Größenordnung durch den Auger-Prozeß bezüglich OIV erzeugt werden kann, da Cassinelli und Olson davon ausgingen, daß die gesamte chemische Häufigkeit von Sauerstoff sich in OIV befindet, wohingegen die hier durchgeführten korrekten Rechnungen zeigen, daß OV die stärkste Ionisationsstufe von Sauerstoff ist (siehe Abbildung (5)).
2. Wie in Abschnitt (II. 3. ii)) dargelegt, muß davon ausgegangen werden, daß der Röntgenfluß bezüglich dem Schockmodell von Lucy (1982) in den äußersten Schichten des Windes ($v(r) \sim 0.9 v_\infty$) emittiert wird, da die für den Röntgenfluß verantwortliche "post-shock" Tem-

peratur im inneren Bereich des Windes erheblich abgesenkt wird.

Mit den hier erhaltenen Ergebnissen und dieser Annahme erhält man nun, daß die radiative Photoionisationsrate für OVI vergleichbare Werte zur Auger-Photoionisationsrate (die Daten der Röntgenstrahlung wurden der Arbeit von Lucy (1982) entnommen und die Wirkungsquerschnitte für die "K-shell" Photoionisation der Arbeit von Deltabuit und Cox (1972)) im Bereich von $v \sim 0.9 v_{\infty}$ ergeben. Da jedoch die radiativen Photoionisationsraten mit der dafür erforderlichen mittleren Intensität im mittleren und unteren Windbereich um einige Größenordnungen anwachsen, wohingegen die Auger-Photoionisationsrate aus den genannten Gründen bestenfalls konstant bleibt, kann die Auger-Ionisation lediglich in den äußersten Bereichen des Windes Einfluß auf die Besetzungszahlenberechnung nehmen.

Dies rechtfertigt im Nachhinein die diesbezüglich der Lösung der Ratengleichungen zugrunde gelegten Annahmen. Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß UV-Strahlung die möglicherweise von den Schocks emittiert wird, die Ionisationsgleichgewichte beeinflussen kann.

In Abschnitt (IV. 3.) wurde darauf hingewiesen, daß der Beschleunigungsanteil des Kontinuums zu vernachlässigen ist, da das Kontinuum im Bereich des Maximums des Strahlungsfeldes optisch dünn ist. Die Richtigkeit dieser Behauptung ist zwar trotz des optisch dicken Ionisationskontinuums gewährleistet, dennoch ist abzuschätzen ob der Beschleunigungsbeitrag des Ionisationskontinuums in der Tat unerheblich ist.

Hierzu ist der Bereich des optisch dünnen Kontinuums (Bereich 1) getrennt vom Bereich des optisch dicken Kontinuums (Bereich 2) zu untersuchen, wobei g_{rad}^K zu vernachlässigen ist, wenn das Verhältnis r_K von Kontinuums- zur Gravitationsbeschleunigung (siehe Gleichung (4-5) und (4-6b))

$$r_K = (4\pi r^2 / (c\rho GM)) \int_0^{\infty} \kappa_v^K H_v dv \quad (5-3)$$

(ν_0 bezeichnet die Frequenz der HeII Grundzustandskante - $\lambda \sim 228\text{\AA}$)
deutlich kleiner als 1 ist.

Bereich 1: Für diesen äußeren Bereich der Hülle erhält man aus Gleichung (5-3) mit Gleichung (4-2b) und (4-14) und den Annahmen, daß $R_0 \sim 6.0 R$ - wobei R_0 den Radius angibt, bei dem das Ionisationskontinuum optisch dünn wird -, $I_\nu(R_0) = B_\nu(T=T_{\text{eff}})$ und $n/n_H \leq 10^{-5}$ - dieser Wert repräsentiert die obere Grenze bei der ein optisch dünnes Kontinuum für $\nu > \nu_0$ und $r > R_0$ gewährleistet werden kann -, für ζ Puppis $r_K = 7 \cdot 10^{-2}$.

Bereich 2: Für große optische Tiefen hat der frequentielle "Eddingtonsche-Fluß" im plan-parallelen Fall die approximative Form (siehe Mihaelas, 1978, Gleichung (2-91))

$$H_\nu = -(1/(3\kappa_\nu^K))(\partial B_\nu / \partial T)(dT/dz) \quad (5-4)$$

Zur weiteren Abschätzung ist es zweckmäßig die bei PPK (Gleichung (1)) angegebene approximative Temperaturschichtung zur Vereinfachung von Gleichung (5-4) zu benutzen. Im Hüllenbereich gilt für diese Schichtung $T(r) \sim T_{\text{eff}}^{W^{1/4}}$, womit Gleichung (5-3) die Form hat

$$r_K \sim (2.8\pi h(rR)^{1/2}) / (3c^3 G M_\rho) \nu_0^* e^{-h\nu_0/kT} \quad (5-5)$$

Für ζ Puppis folgt daraus $r_K = 2 \cdot 10^{-15}/\rho$ im unteren Beschleunigungsbe-
reich des Windes - nur dort ist sowohl der plan-parallele Fall als
auch die große optische Tiefe gewährleistet - $r_K \sim 4 \cdot 10^{-4}$.

Da in beiden Fällen $r_K \ll 1$ ist, ist g_{rad}^K für die Strahlungsbeschleunigung von ζ Puppis irrelevant, kann aber für hohe Effektivtemperaturen ($T_{\text{eff}} > 75\text{kk}$) gemäß der obigen Abschätzung an Bedeutung gewinnen.

1.2 Die Besetzungszahlen

Um die in Abschnitt (II. 2. vii)) besprochenen approximativen Methoden der Besetzungszahlenberechnung anhand der korrekten Lösung der Raten-gleichungen beurteilen zu können, wird neben der Darstellung der Abbott-schen Vorgehensweise (siehe Abschnitt (IV. B, 2. i))) auch die Darstel-lung des Verfahrens von Abbott und Lucy (1985) benötigt.

Für die Berechnung der Ionisationsgleichgewichte benützten Abbott und Lucy (1985, im Weiteren AL) eine Rekombinationstheorie, in der Form, in der sie für die Lösung von Modellen der Planetarischen Nebel verwen-det wird. Dies involviert die Annahme, daß alle Linien im Wind optisch dünn sind und man erhält für die Grundzustände der Ionisationsstufen,

$$n_1/n_k = (\alpha_T/\alpha_1) (n_1/n_k)_A \quad (5-6)$$

wobei die Notation $()_A$ die Abbottsche Approximation gemäß Gleichung (4-32) beinhaltet, α_1 den Bruchteil der Rekombination der direkt zum Grundzustand erfolgt angibt und α_T der totale Rekombinationskoeffizient einschließlich dielektronischer Rekombination ist.

Für die Beschreibung von metastabilen Niveaus verwendeten AL die Boltz-mannformel in Bezug auf den Grundzustand und die Effektivtemperatur. Die Berechnung der angeregten Niveaus, die einen Linienübergang zum Grundzustand (1) bzw. zu einem metastabilen Zustand (m) besitzen, er-folgte mit Hilfe der Gleichung

$$n_i/n_{1,m} = (\beta_c/\beta) (n_i/n_{1,m})_{T_{R_i}}^* \quad (5-7)$$

(für die Darstellung der Gleichung wurde die Nomenklatur aus Abschnitt (IV. A,) verwendet)

Zu dieser Gleichung gelangt man durch die Annahme, daß die dominieren-den Terme in der Ratengleichung vom Level i die Koeffizienten des Li-nienübergangs i-1,m sind, wobei die stimulierte Emission vernachlässigt wird. Diese Annahme ist jedoch für Linien großer optischer Tiefe inkor-rekt, da in diesem Fall $\beta, \beta_c = 0$ und $J_{1,m,i} = S_{1,m,i}$ (siehe Gleichung

(4-23) und (4-25)) und die Linie ist somit im detaillierten Gleichgewicht (siehe Abschnitt (IV. 2.)) und kann demzufolge die Population der Niveaus nicht beeinflussen. Die Bevölkerung dieser Niveaus wird demgemäß durch Koeffizienten bestimmt, die in Gleichung (5-7) vernachlässigt wurden. Zu bemerken ist ferner, daß selbst $\beta, \beta_C > 0$ kein Garant für die Vernachlässigbarkeit aller übrigen radiativen g-g Raten und der Stoßraten ist.

Diskutiert wird im Folgenden die Population von Grundzuständen, tief-
liegenden Niveaus, metastabilen und hochliegenden Levels.

i) Die Population der Grundzustände

Der Verlauf der Besetzungszahlen der Grundzustände ist in Abbildung (6a) für die wesentlichsten Ionisationsstufen der Elemente N, S, Ne, A und Fe in Einheiten von n_{1A} (nach Gleichung (4-32) in der Abbottschen Approximation berechnete Besetzungszahl) für Modell 2 dargestellt. Die in diesem Sinne definierten "departure" Koeffizienten nehmen größtenteils beträchtliche Werte an und weisen auf eine Präferenz der höheren Ionisationsstufen hin. Im inneren Bereich der Hülle sind die Abweichungen mit nahezu 4 Dekaden zwar am größten, bleiben jedoch trotz des Abfalls im mittleren Bereich in der gesamten Hülle in signifikanter Weise vorhanden.

Im Vergleich mit AL sind die Abweichungen sogar erheblich größer, da α_T stets größer als α_I ist (siehe Aldrovandi und Péquignot, 1974) und damit gegenüber der Abbottschen Approximation die niederen Ionisationsstufen bevorzugt werden (siehe Gleichung (5-6)).

Da die Ursache für die immensen Abweichungen zu den approximativen Methoden sowohl in der korrekten Behandlung des Ionisationskontinuums als auch in der "multi-level" Behandlung unter Berücksichtigung der Elektronenstöße begründet sein kann, ist es für das Verständnis erforderlich, diese beiden Wirkungsweisen voneinander zu entkoppeln. In Abbildung (6b) sind demgemäß die zu Abbildung (6a) entsprechenden Ergebnisse für Modell 4 - das von einem optisch dünnen Ionisationskontinuum ausgeht - dargestellt.

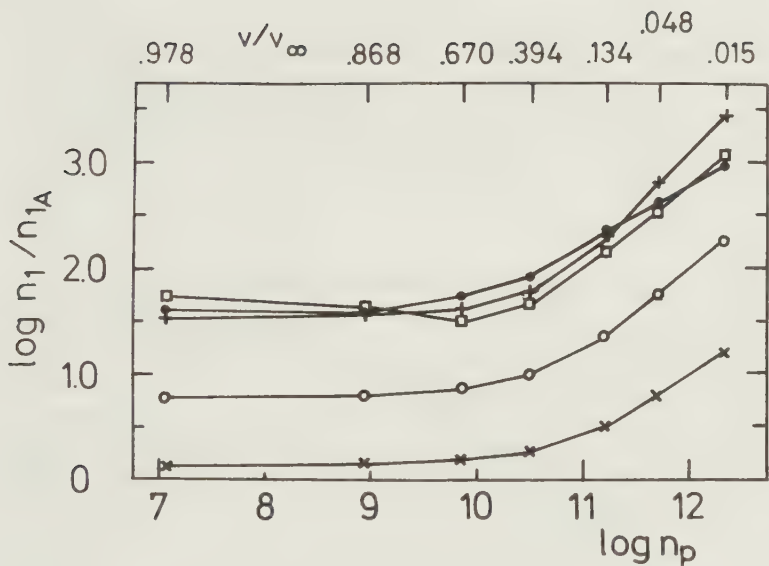


Abbildung 6a: Logarithmus des Verhältnisses der Grundzustandspopulation zu n_{1A} (siehe Text) als Funktion des Logarithmus der Protonendichte und der Geschwindigkeit in Einheiten der Endgeschwindigkeit für Modell 2 von ϵ Puppis: (•)NV, (○)S VI, (x)Ne IV, (+)AVI, (◻)Fe VI.

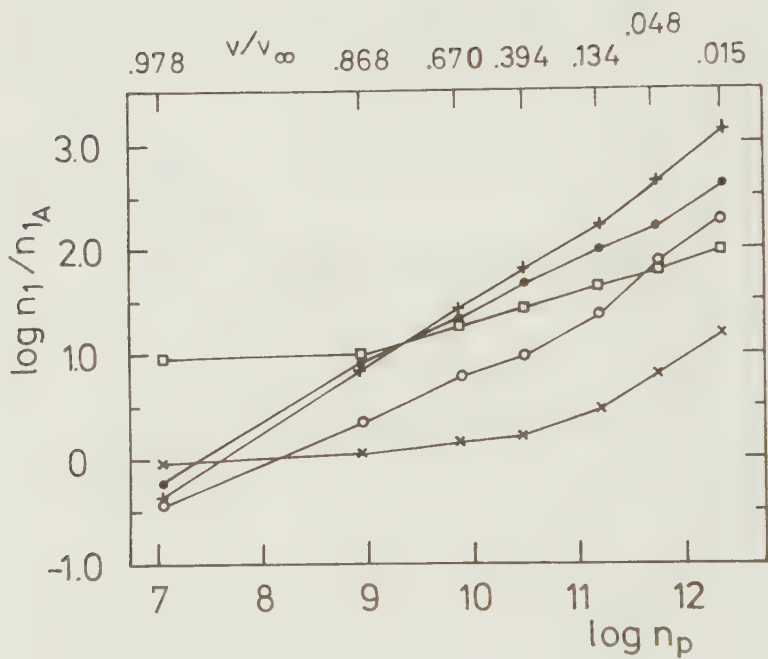


Abbildung 6b: Gleiche Darstellung wie Abbildung (6a) jedoch für Modell 4 von z Puppis.

Es ist offensichtlich, daß die Abweichungen bereits für dieses Modell vorhanden sind, obwohl die "departure" Koeffizienten im inneren Bereich der Hülle um den Faktor 4 und im äußeren Bereich bis zu zwei Dekaden abgenommen haben. Es ist somit zu folgern, daß das optisch dicke Ionisationskontinuum zwar einen quantitativen Einfluß auf die Bilanzierung der Niveaus hat, aber qualitativ werden die Abweichungen durch die korrekte Behandlung des "multi-level" Falls unter Einbeziehung von Elektronenstößen verursacht.

Trotz dieser Einsicht muß zur Begründung der Mechanismus, der letztlich für die Abweichungen verantwortlich ist, verstanden werden. Eine detaillierte Untersuchung der individuellen Be- und Entvölkerungsprozesse hat für Modell 4 überraschenderweise offenbart, daß Elektronenstöße bei der Population tiefliegender Niveaus dominieren können.

Die Grundvoraussetzung von optisch dicken ($\beta, \beta_c \sim 0$), die tiefliegenden Levels verbindenden Linien, ist für die relevanten Ionen in vielen Fällen erfüllt - zumindest im unteren und mittleren Bereich des Windes. Weiter zeigte sich, daß für angeregte Niveaus die g-g Stoßraten von weit größerer Bedeutung sind, als die entsprechenden radiativen Ionisations- und Rekombinationsraten, solange die Ionisationsenergie λ_i kleiner 300Å ist.

Dies kann man durch die folgende Betrachtung auch analytisch verstehen:

Geht man davon aus, daß alle Linien im detaillierten Gleichgewicht sind, so folgt für die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts

$$(n_i/n_1) \left(\sum_{j \neq i}^n C_{ij} + R_{ik} \right) = \sum_{j \neq i}^n (n_j/n_1) C_{ji} + (n_k/n_1) R_{ki} \quad (5-8)$$

(Stoßionisations- und Stoßrekombinationsraten sind in einem kühlen Windmodell stets gegenüber den entsprechenden radiativen Raten zu vernachlässigen!)

nach Einsetzen der Ionisationsgleichung

$$\sum_j (n_j/n_1) R_{jk} = (n_k/n_1) \sum_j R_{kj} \quad (5-9)$$

$$(n_i/n_1) \left(\sum_{j \neq i}^n C_{ij} + R_{ik} - R_{ik} R_{ki} / \sum_l R_{kl} \right) = \sum_{j \neq i}^n (n_j/n_1) \left(C_{ji} + R_{jk} R_{ki} / \sum_l R_{kl} \right) \quad (5-10)$$

Da nach Abschnitt (IV. A, 3.) eine Gleichgewichtsverteilung nach Maxwell für die statistische Beschreibung der Elektronenbewegung angenommen werden kann, sind die individuellen Stoßraten unter der Voraussetzung

$$\sum_{j \neq i}^n C_{ij} > C_{ij} \gg R_{ik} > R_{ik} - R_{ik} R_{ki} / \sum_l R_{kl} \quad (5-11)$$

$$C_{ji} \gg R_{jk} > R_{jk} R_{ki} / \sum_l R_{kl}$$

im detaillierten Gleichgewicht und man erhält für $i \leq i_{\max}$ $n_i/n_1 \sim (n_i/n_1)^*$. Somit ist $i_{\max}$ bezüglich den Bedingungen $C_{ij} > R_{ik}$ und $C_{ji} > R_{jk}$ zu bestimmen.

Für $i_{\max} \geq j > i$ findet man mit Hilfe von Gleichung (4-26), (4-27) und (4-29) und den Annahmen $\Omega_{ij} = 1$, $\alpha_t = 10^{-18}$ und $\beta = s = 2$

$$C_{ji}/R_{jk} \sim (n_e/w) 1.5 \cdot 10^{22} / (v_j^2 T^{1/2} T_{Rj} e^{-h v_j / k T_{Rj}}) \quad (5-12)$$

wohingegen im Fall $j < i \leq i_{\max}$

$$C_{ji}/R_{jk} \sim (C_{ij}/R_{jk}) e^{-h v_{ij} / k T} \quad (5-13)$$

die beiden Möglichkeiten

1. $v_j > v_0$, wobei entsprechend den verwendeten photosphärisch emergenten Flüssen $T_R < T_{\text{eff}}$ (für die Sternparameter von ζ Puppis ergeben die von Kurucz^j(1979) berechneten Flüsse $T_R(v > v_0) \sim 30 \text{ kK}$) ist und somit

$$C_{ji}/R_{jk} > C_{ij}/R_{ik} \quad \text{für } v_{ij} < v_j \quad (5-14)$$

2. $v_j < v_0$, wobei nach Kurucz (1979) $T_{Rj} \sim T_{\text{eff}}$ ist und demzufolge

$$C_{ji}/R_{jk} \sim C_{ij}/R_{ik} \quad (5-15)$$

zu betrachten sind.

Nach Gleichung (5-14) und (5-15) wird somit die untere Schranke von $i_{\max}$ durch Gleichung (5-12) festgelegt. Nimmt man für ϵ Puppis den schlechtesten Fall an ($(n_e/W)_{\min} \sim 3 \cdot 10^{11}$, $T_R = T_{\text{eff}}$) so gilt für $\lambda_j < 286\text{\AA}$ $C_{ji}/R_{jk}, C_{ij}/R_{ik} > 1$.

Daraus folgt nun, daß die Population dieser tiefliegenden angeregten Niveaus in Relation zum Grundzustand dem LTE entspricht, d.h.:

$$n_i/n_1 \sim (n_i/n_1)^* \quad \text{für } i \leq i_{\max} \quad (5-16)$$

Gemäß diesem Ergebnis ist es verwunderlich, daß die in Abbildung (6b) dargestellten Ergebnisse auf erhebliche Abweichungen hinweisen, da ja Gleichung (5-16) die Annahme von Abbott (1982) bezüglich angeregter Niveaus verifiziert. Die Antwort liegt in der korrekten Behandlung der Ionisationsgleichung (5-9) begründet. In Form einer Abschätzung soll diesbezüglich untersucht werden, ob die berechneten Abweichungen zumindest größenordnungsmäßig auf analytischem Wege verstanden werden können:

Während Abbott (1982) (siehe Abschnitt (IV. B,)) nur die Photoionisation und Rekombination vom und zum Grundzustand berücksichtigte, umfassen die hier durchgeführten Rechnungen diese Prozesse für jedes in Betracht gezogene Level.

Geht man von der Tatsache aus, daß für die relevanten Ionisationsstufen ($k \geq IV$) im Wesentlichen Niveaus $j \leq i_{\max}$ für die Photoionisation und Rekombination von Bedeutung sind, so erhält man anstelle der Annahme von Abbott

$$n_1 R_{1k}(T_R) = n_k R_{k1}(T) \quad (5-17)$$

für Gleichung (5-9) die vereinfachte Form:

$$n_1 \sum_{j=1}^{i_{\max}} (n_j/n_1) * R_{jk}(T_R) = n_k \sum_{j=1}^{i_{\max}} R_{kj}(T) \quad (5-18)$$

Berücksichtigt man nun, daß nach Gleichung (4-26) $R_{jk}(T_R) = e^{-h\nu_j/kT_R}$ und nach Kurucz (1979) $T_R(\lambda < 228\text{\AA}) \sim 30\text{K}$ und $T_R(\lambda > 228\text{\AA}) \sim T_{\text{eff}} = T$, so erkennt man, daß die Wahrscheinlichkeit der Ionisation für tiefliegende Niveaus mit $\lambda_j > 228\text{\AA}$ erheblich größer ist, als für den Grundzustand. Reduziert man demgemäß die Summation der linken Seite von Gleichung (5-18) auf $\sum_{q \in M} (n_q/n_1) * R_{qk}(T_R)$, wobei q das niedrigste Level mit $\lambda_q > 228\text{\AA}$ ist und $\lambda_{q1} \sim \lambda_{q2}$ für $q1, q2 \in M$, so erhält man für die untere Grenze des durch diese Gleichung definierten "departure" Koeffizienten der Ionisation

$$(n_k/n_1)/(n_k/n_1)_A > \sum_{q \in M} (n_q/n_1) * R_{qk}(T_R) R_{k1}(T) / (R_{1k}(T_{R1}) \sum_j R_{kj}(T)) \quad (5-19)$$

$$\sim (\alpha_1/\alpha_T)(T/T_{R1})(v_q^2/v_1^2)e^{-h\nu_1/kT}e^{h\nu_1/kT_{R1}} \sum_{q \in M} g_q/g_1 \gg 1$$

wobei für die Schwellenwerte der Photoionisation (siehe Gleichung (4-28)) bezüglich der Level q und 1 ein identischer Wert angenommen wurde.

In Tabelle 4 sind die nach Gleichung (5-19) approximativ und die mit Modell 4 korrekt berechneten Werte, die Abbildung (6b) betreffen, für den unteren Bereich des Windes angegeben. Wie man sieht, stellt Gleichung (5-19) insbesondere in diesem Bereich des Windes, in dem β und β_C für den überwiegenden Teil der Linien tatsächlich näherungsweise Null sind, eine gute Näherung dar.

Da die "escape probabilities" im äußeren Bereich des Windes ansteigen, verliert Gleichung (5-19) ihre Gültigkeit und kann demzufolge die Gradienten in Abbildung (6a, 6b), die durch die Entvölkerung der oberen Niveaus - bedingt von den nun entscheidenden Linienraten - und dem damit verbundenen Abbau der Ionisation zu erklären sind (siehe unten), nicht erklären.

Tabelle 4

Approximativ und korrekt berechnete "departure" Koeffizienten für wesentliche Ionisationsstufen

Obere Ionisationsstufe (k)	Anregungs- energie (q) (10^5 cm^{-1})	$\log (n_k/n_{kA})$	
		approximativer Wert (Gl.(5-19))	korrekter Wert (Modell 4)
Ne IV	2.046	1.16	1.20
N V	2.354	2.60	2.63
S VI	2.000	2.15	2.30
A VI	2.186	3.36	3.13
Fe VI	2.213	2.43	2.00

ii) Die Population der tiefliegenden Niveaus

Im letzten Abschnitt konnte gezeigt werden, daß n_i/n_j für tiefliegende Niveaus in der Nähe des entsprechenden LTE Werts liegt, vorausgesetzt die radiativen g-g Raten sind im detaillierten Gleichgewicht. Demgemäß nehmen optisch dicke Linien in dem betreffenden Windbereich keinen Einfluß auf die Bilanzierung der Niveaus, wohingegen optisch dünne Linien stets die Zustände in Relation zum LTE Wert entvölkern (siehe Gleichung (5-7)). Im Zusammenhang mit dem letzten Abschnitt ist es somit wesentlich, Kenntnis über den Bereich zu haben, in dem die Linien optisch dick und im detaillierten Gleichgewicht sein können.

In Abbildung (7) sind als Beispiel hierfür die "departure" Koeffizienten $b_i = (n_i/n_l)/(n_i/n_l)^*$ für die oberen Niveaus der Resonanzlinien von CIV und NV dargestellt. Man erkennt, daß beide Linien bis zu einer Protonendichte von 10^{11} optisch dick und im detaillierten Gleichgewicht sind und demgemäß in Übereinstimmung mit den oben durchgeführten Überlegungen die Bevölkerung der oberen Niveaus dem LTE Wert entspricht. Für kleinere Dichten wirken sich die Linienraten dahingehend auf die Population der oberen Niveaus aus, daß eine allmähliche Depopulation einsetzt. Im äußersten Bereich des Windes dominieren die Linienraten über die größenordnungsmäßig gefallen Stoßraten.

iii) Die Population von metastabilen und hochliegenden Levels

Metastabile Niveaus sind von besonderem Interesse für den Beschleunigungsmechanismus der stellaren Winde, da der strahlungsbedingte Abbau der Population dieser Niveaus bei den in den Winden herrschenden Bedingungen streng verboten ist und somit von einer besonders starken Bevölkerung dieser Levels ausgegangen werden kann. Diese starke Bevölkerung ermöglicht es, den mit metastabilen Niveaus in Verbindung stehenden Linien einen Beitrag zur Linienkraft zu leisten.

Als besonders prädestiniertes Beispiel werden deshalb im Folgenden die drei metastabilen Niveaus von NeIV zusammen mit drei hochliegenden, an die metastabilen Niveaus radiativ gekoppelten Levels diskutiert. Ein vereinfachtes, für die Rechnungen benütztes Grotrian Diagramm, in dem die genannten Levels sowie das in Abschnitt (i)) bereits diskutierte Grundniveau ($2^4S_{3/2}^0$) gekennzeichnet sind, ist in Abbildung (8a) dargestellt.

Die "departure" Koeffizienten b_i der metastabilen Niveaus ($3^6S_{5/2}^0$, $2^2D_{5/2,3/2}^0$, $2^2P_{1/2,3/2}^0$) werden in Abbildung (8c) und die "departure" Koeffizienten der hochliegenden Levels ($3^6P_{3/2-7/2}$, $3^2D_{3/2,5/2}$, $3^4P_{5/2-1/2}$) werden in Abbildung (8b) gezeigt. Ebenfalls angegeben ist in Abbildung (8b) der geometrische Verdünnungsfaktor W , dessen Wert vom "departure" Koeffizienten gemäß Gleichung (5-7) und (4-25) für das obere Niveau einer optisch dünnen Linie für den Fall $T_{R_i} \sim T_{\text{eff}}$ anzu-

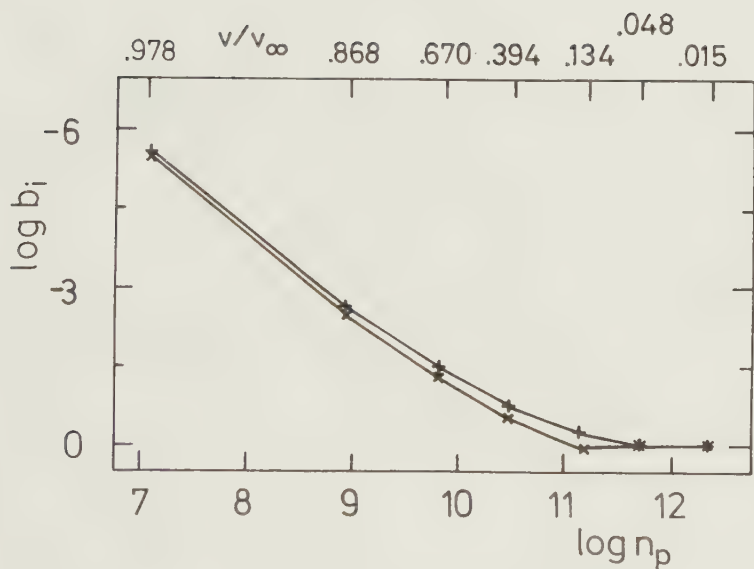


Abbildung 7: Logarithmus der "departure" Koeffizienten b_i für die oberen Niveaus der Resonanzlinien von CIV (+) und NV (x) als Funktion des Logarithmus der Protonendichte.

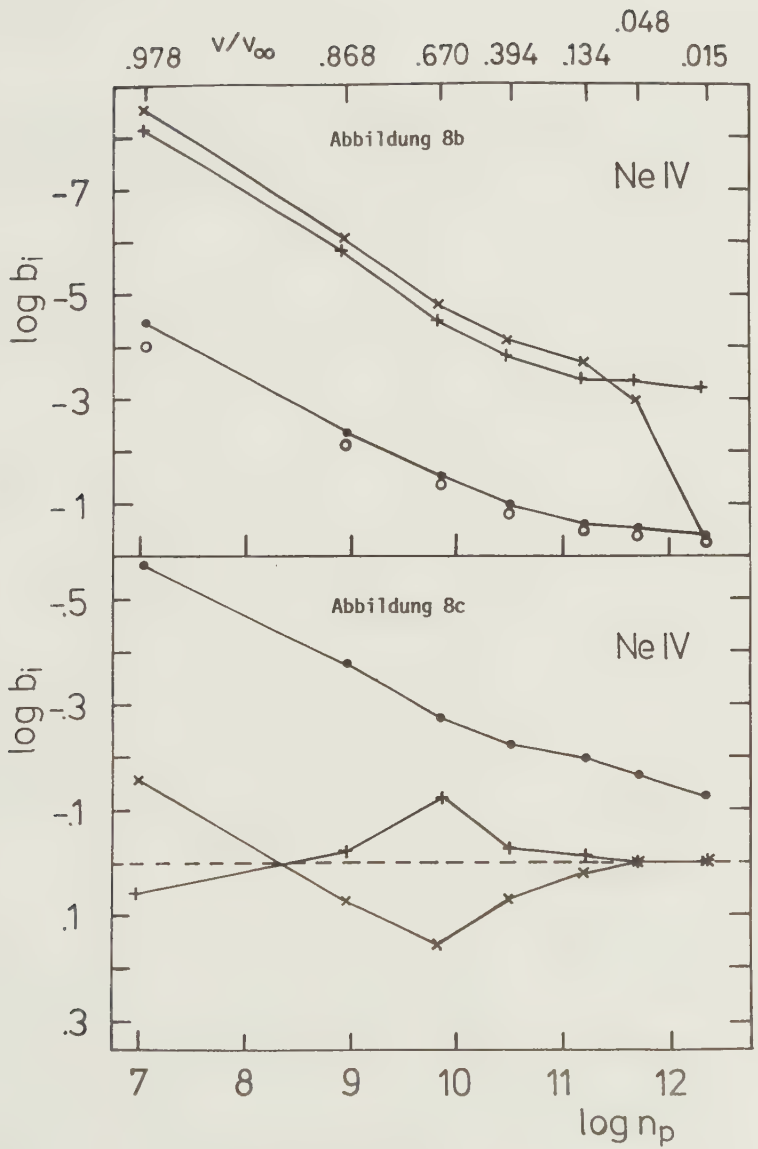


Abbildung 8: Logarithmus der "departure" Koeffizienten für die drei

- b) angeregten Niveaus $(+)^3 2D_{3/2,5/2}, (x)^3 4P_{5/2-1/2}, (.)^3 6P_{3/2-7/2}$
 c) metastabilen Niveaus $(x) 2^2 P_{1/2,3/2}^0, (+) 2^2 D_{5/2,3/2}^0, (.) 3^6 S_{5/2}^0$
 die in Abbildung (8a) gekennzeichnet sind.

nehmen ist. Wie aus Abbildung (8b) ersichtlich, wird dieses Verhalten in der Tat durch das angeregte Niveau des Sextett reproduziert, das eine Linie, die im gesamten Windbereich optisch dünn ist, zum metastabilen Niveau besitzt (siehe Abbildung (8a)).

Im Gegensatz dazu weicht das metastabile Niveau vom LTE Wert, der von Abbott (1982) und AL für alle metastabilen Niveaus angenommen wurde, nicht unerheblich ab, da die Besetzungszahl nur im inneren Bereich durch Stöße bestimmt ist, wohingegen im äußeren Bereich der Einfluß der g-f Prozesse überwiegt (siehe Abschnitt (i)).

Ebenfalls von Interesse ist die Population des angeregten Quartett Niveaus, das einen Strahlungsübergang zum Grundniveau besitzt. Dieser Strahlungsübergang ist zwar im gesamten Beschleunigungsbereich des Windes optisch dick ($T_R \sim T_{eff}$), aber die Raten dieser Linie sind abgesehen von den tiefsten Bereichen des Windes ($n_p \sim 10^{12}$) nicht im detaillierten Gleichgewicht, d. h. die Nettolinienrate weist trotz der großen optischen Dicke einen größeren Einfluß auf die Population des oberen Niveaus auf, als die g-f Raten und die Elektronenstöße - beachte die hohe Anregung des Niveaus (Abbildung (8a)). Sieht man somit vom untersten Bereich des Windes ab, so entspricht die approximative Vorgehensweise von AL (siehe Gleichung (5-7)) für hochangeregte Niveaus näherungsweise der korrekten Lösung.

Komplizierter ist das Verständnis für die Bevölkung der Levels des Dublettensystems, da hier eine wahre "multi-level" Situation vorliegt. Die metastabilen Niveaus sind tiefliegende Niveaus und gemäß Abschnitt (i)) sind sie somit im LTE, solange die wesentlichen Linienübergänge im detaillierten Gleichgewicht sind - in Abbildung (8b) ist als Beispiel für hochliegende Niveaus das obere Level der Linien, die das Niveau $3^2D_{3/2,5/2}$ mit den metastabilen Levels verbindet, betrachtet, wie zu sehen, sind diese Linien im gesamten Windbereich nicht im detaillierten Gleichgewicht - , was bis zum Wert 10^{11} der Protonendichte zutrifft. Für kleinere Dichten lösen sich die Linien nach und nach vom detaillierten Gleichgewicht, und je nach dem welche Linien mit gemeinsamem oberem Niveau maßgeblich sind, wird entsprechend der Größe der gf-Werte das

$2^2D_{5/2,3/2}^0$ Niveau zugunsten oder zulasten des $2^2P_{1/2,3/2}^0$ Niveaus ent- oder bevölkert. Für optisch dünn werdende Linien hat die verbleibende spontane Emissionsrate keinen Einfluß auf diesen Prozeß.

1.3 Superionisation

Wie in Kapitel (II. 3.) ausführlich diskutiert, beobachtet man im Wind von ζ Puppis anomal hohe Ionisationsstufen zu denen z. B. OVI zu zählen ist. Eine zufriedenstellende Erklärung hierfür konnte bisher nicht gegeben werden. Das Problem wird zusätzlich dadurch verschärft, daß neben den anomal hohen Ionisationsstufen auch niedrige Ionisationsstufen wie CIII beobachtet werden.

Geht man jedoch davon aus, daß die grundlegende Physik der stellaren Winde in dem hier entwickelten Modell enthalten ist, so sollte dieses - insbesondere auf der Basis der detaillierten Lösung der Ratengleichungen - sowohl OVI als auch CIII zumindest qualitativ reproduzieren können. Bezüglich OVI ist die Hoffnung auf die Lösung des Problems sehr wohl berechtigt, da bereits eine einfache Abschätzung durch Gleichung (5-19) sowohl für OV $\log (n_{OV}/n_{OV,A}) \sim 3.14$ als auch für OVI $\log (n_{OVI}/n_{OVI,A}) \sim 7.32$ zu erstaunlich hohen Werten für die "departure" Koeffizienten führt.

Zusammen mit den beobachteten Ionisationsverhältnissen sind die Ergebnisse der korrekten Rechnungen für alle fünf Modelle in Abbildung (9) dargestellt. Als Vertreter der anomalen Ionisationsstufen zeigt Abbildung (9a) OVI, da für dessen Produktion die größte Ionisationsenergie zu überwinden ist. Modell 1 entspricht der alten Abbottschen Approximation und macht noch einmal deutlich, warum der Begriff "Superionisation" eingeführt wurde.

Wie oben bereits angedeutet, liegen die Ergebnisse von Modell 4, das von einem optisch dünnen Ionisationskontinuum ausgeht, jedoch das statistische Gleichgewicht unter Einbeziehung der Stoßraten korrekt behandelt, im unteren und mittleren Bereich des Windes deutlich näher an den beobachteten Werten, wohingegen im äußeren Bereich keine Verbesserung erzielt wird (siehe auch Abbildung (6b)). Die bereits diskutierte Ionisation von angeregten Niveaus - insbesondere metastabilen Niveaus, da deren ausreichende Bevölkerung im gesamten Windbereich gewährleistet ist - reicht demzufolge nicht aus, um das beobachtete OVI Verhältnis zu reproduzieren. Hingegen führt die zusätzliche korrekte Behandlung des Ionisationskontinuums (Modell 2) schließlich zur Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten.

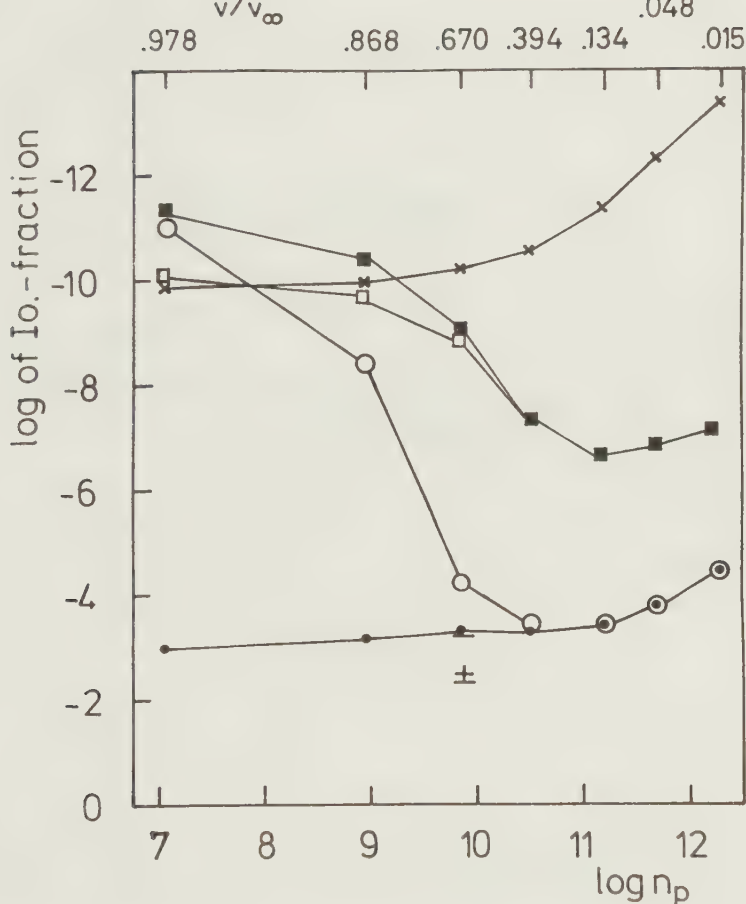


Abbildung 9a: Logarithmus des Ionisationsverhältnisses von OVI (definiert durch n_{OVI}/n_0) für die fünf für ζ Puppis berechneten Modelle: (x) Modell 1, (•) Modell 2, (o) Modell 3, (□) Modell 4, (■) Modell 5. Das + repräsentiert den von Lamers und Morton (1976) abgeleiteten Beobachtungswert und die Balken entsprechen dem von Hamann (1980) diesbezüglich festgelegtem Intervall.

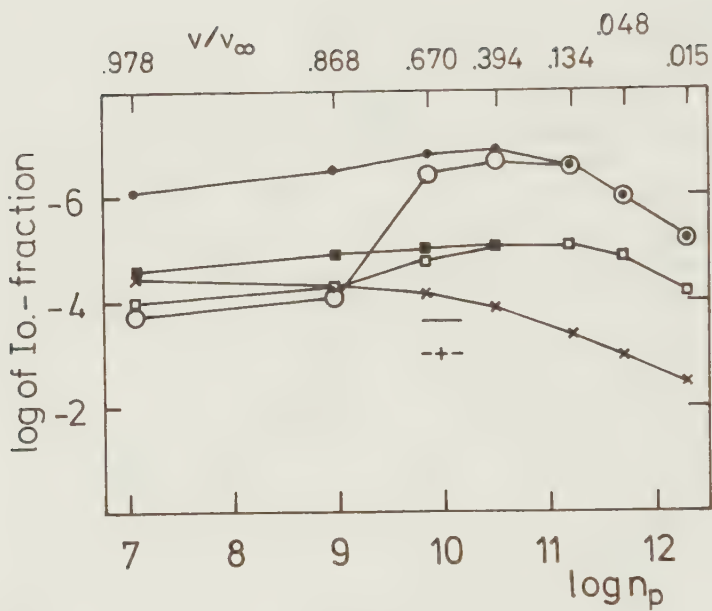


Abbildung 9b: Gleiche Darstellung wie Abbildung (9a) jedoch für CIII.

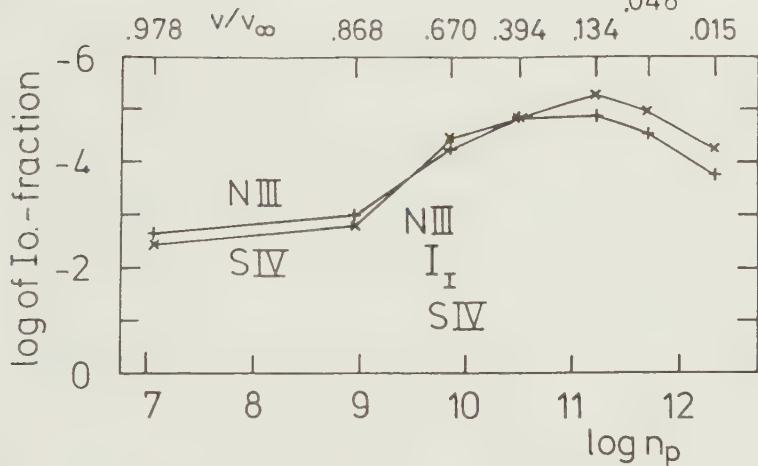


Abbildung 9c: Ionisationsverhältnis für Modell 3 von ϵ Puppis: (x)SIV, (+)NIII. Die vertikalen Striche entsprechen den Intervallen der Beobachtungswerte (Hamann, 1980).

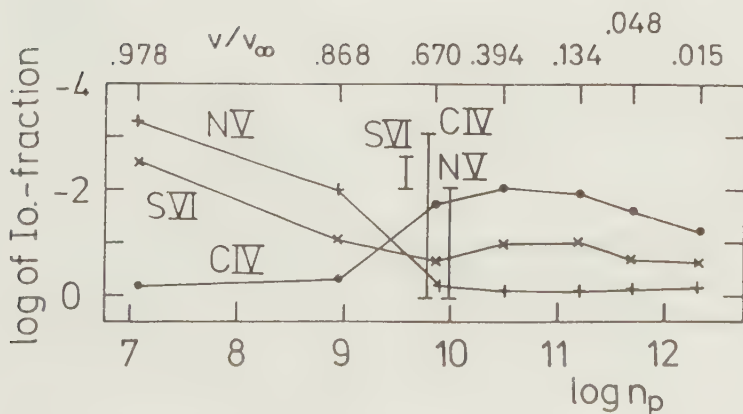


Abbildung 9d: Ionisationsverhältnis für Modell 3 von ϵ Puppis: (x)SVI, (+)NV, (•)CIV.

Neben der Existenz von OVI ist aber auch die Existenz von CIII zu gewährleisten. Wie Abbildung (9b) zeigt, sind die Ergebnisse von Modell 1 den Beobachtungen erheblich näher, als die "multi-level" Modelle 2 und 4, deren Ionisationsverhältnisse deutlich zu gering sind, d. h. die korrekten non-LTE Modelle mit konstantem Temperaturverlauf können problemlos die sog. anomalen Ionisationsstufen reproduzieren aber offensichtlich geht dies zulasten der niederen Ionisationsstufen. Entsprechend den Resultaten der Modelle 3 und 5 - die analog zu den Modellen 2 und 4 sind, jedoch wird eine konsistente non-LTE Temperaturschichtung verwendet - ist dieser Mangel im Wesentlichen auf die brahiale Annahme eines konstanten Temperaturverlaufs zurückzuführen. Durch den Einfluß der konsistenten Temperaturschichtung werden die Maxima der Ionisationsstufen je nach ihrer Höhe auf verschiedene geometrische Bereiche verlagert. Somit erhält man OVI im inneren und mittleren Bereich des Windes und CIII im äußeren Bereich.

Im Hinblick auf einen qualitativen Vergleich sind in Abbildung (10) die Linienprofile der roten Komponenten der CIII und OVI Resonanzlinien dargestellt (die Berechnung der Profile erfolgte mit einem Programm, das von Puls (1985) zur Verfügung gestellt wurde), wobei für die Berechnung die Besetzungszahlen von Modell 3 herangezogen wurden.

Die Linienprofile zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen (siehe Hamann, 1980). Sowohl in der berechneten als auch in der beobachteten Darstellung ist zu erkennen, daß die Endgeschwindigkeit bezüglich der OVI Linie nicht vollständig erreicht wird und, daß die CIII Linie fast ausschließlich in den Bereichen $0 \leq v/v_\infty \leq 0.15$ und $0.7 \leq v/v_\infty \leq 1$. präsent ist - die Beobachtungen lassen keinen Rückschluß auf den dazwischen liegenden Bereich zu, da er von der interstellaren Lyman- γ Linie verdeckt wird (siehe Olson und Castor, 1981). Zu dieser nur qualitativen Übereinstimmung der Linienprofile ist zu bemerken, daß der erforderliche präzise quantitative "Linienfit" erst nach Berücksichtigung von "multi-line transfer" Effekten (siehe Kapitel (II. 2.)) und Einbeziehung der dielektronischen Rekombination (siehe Abschnitt (IV. A, 4.)) angestrebt werden sollte.

Ergänzend zu CIII und OVI sind die Ionisationsverhältnisse von SIV und

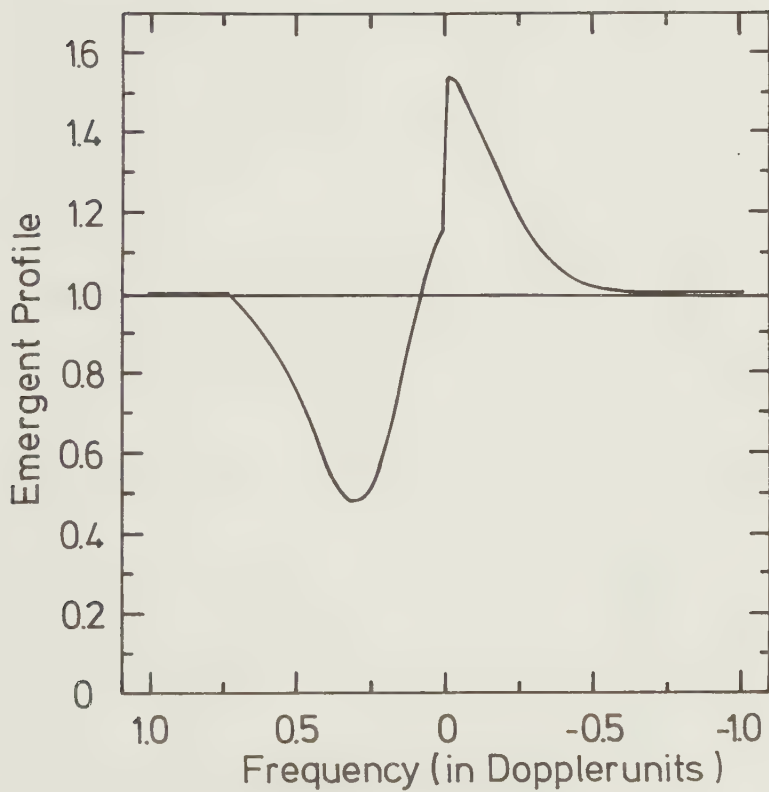


Abbildung 10a: Linienprofil der roten Komponente der OVI Resonanzlinie bezüglich Modell 3 von ζ Puppis.

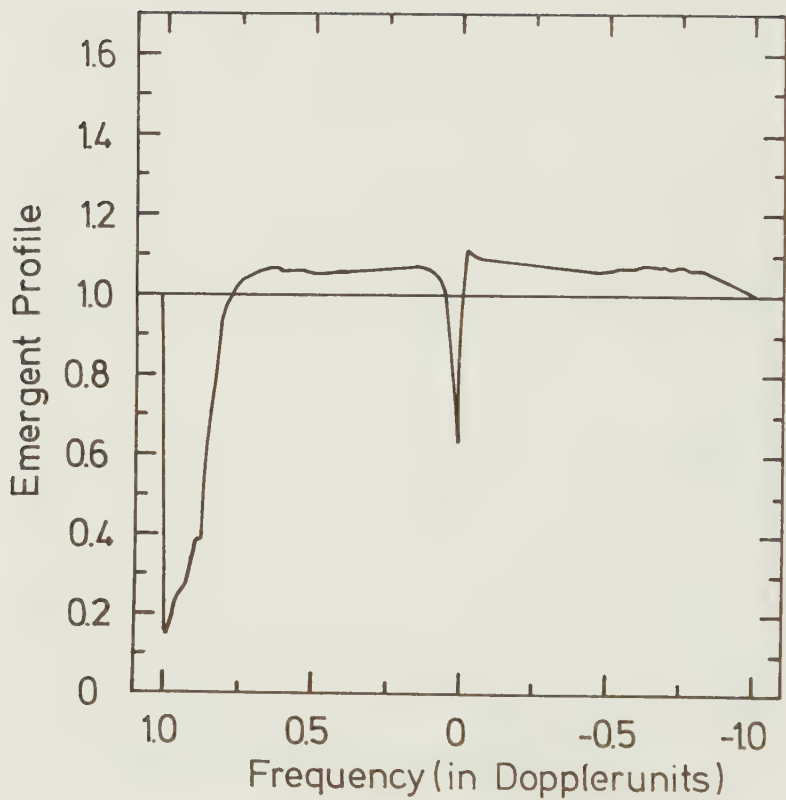


Abbildung 10b: Gleiche Darstellung wie Abbildung (10a) jedoch für die C III Resonanzlinie.

NIII in Abbildung (9c) und SVI, NV und CIV in Abbildung (9d) bezüglich Modell 3 dargestellt.

Der Vergleich zu den beobachteten Werten von Hamann (1980) und Lamers und Morton (1976) unterstützt die Resultate von CIII und OVI.

Somit offenbart die selbstkonsistente Behandlung der detaillierten non-LTE Ratengleichungen im Rahmen des entwickelten Standardmodells, daß die beobachteten Ionisationsverhältnisse zumindest qualitativ reproduziert werden können.

1.4 Die Linienkraft

In diesem Abschnitt wird die Rückwirkung der korrekt berechneten Besetzungszahlen auf die Linienkraft und damit auf die Dynamik des Windes untersucht.

Abbildung (11) zeigt den Verlauf des "force multipliers" in Abhängigkeit der optischen Tiefenvariable t für die Modelle 1, 2, 3 und 4. Neben dem signifikanten Unterschied, der zwischen den Ergebnissen von Modell 1 und den im "multi-level" Fall berechneten Ergebnissen der Modelle 2, 3 und 4 besteht, ist die Tatsache bemerkenswert, daß die "force multiplier" Werte stets für Modell 1, das auf der approximativen Berechnungsmethode der Besetzungszahlen beruht, am größten sind.

Dieser Umstand wird jedoch plausibel, wenn man die Begünstigung der höheren Ionisationsstufen bei den korrekten non-LTE Modellen (siehe Abschnitt (1.2 und 1.3)) in Rechnung stellt. Denn die höheren Ionisationsstufen besitzen weniger starke Linien - im Prinzip Linien mit großem g -Wert - im Maximum des Strahlungsfeldes, als die niederen Stufen und somit vermindert sich der Nettobetrag der Strahlungskraft bei den Modellen 2, 3 und 4 gegenüber Modell 1.

Obwohl der "force multiplier" nur in Abhängigkeit einer Variablen gezeigt wird, ist zu bemerken, daß $M(t,r,v)$ gemäß Abschnitt (IV. B, 2.) bezüglich der Modelle 2, 3 und 4 mit ausreichender Genauigkeit durch einen mittleren Parametersatz dargestellt werden kann. Wie in Abschnitt (IV. B, 2.) dargelegt, trifft dies auch auf Modell 1 zu, solange auf die Berücksichtigung der photosphärennahen Tiefenpunkte ($v/v_{\infty} = .015, .048$) verzichtet wird.

Für das Verständnis der aus Abbildung (11) zu entnehmenden Abweichungen ist ergänzende Information über den Einfluß optisch dicker Linien und individueller Elemente und Ionisationsstufen erforderlich.

Der prozentuale Beitrag optisch dicker Linien ist in Abbildung (12) für die vier Modelle dargestellt. Das wesentliche Merkmal ist, daß bei den non-LTE Modellen mit korrekt behandeltem Kontinuum (Modell 2 und 3) im unteren und mittleren Bereich des Windes die starken Linien einen erheb-

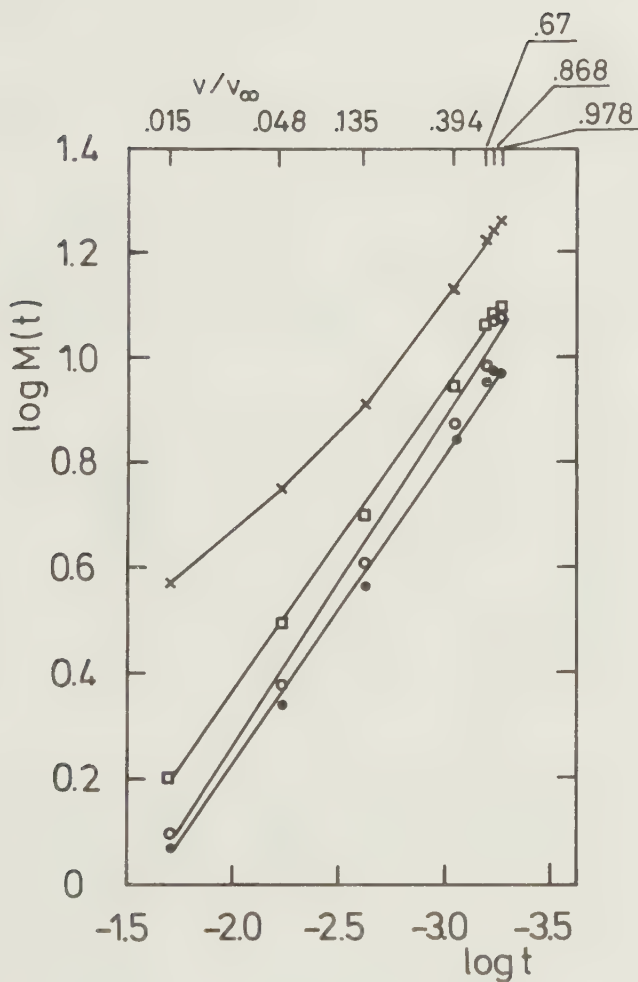


Abbildung 11: Logarithmus des "force multipliers" als Funktion des Logarithmus der Tiefenvariable t für (x) Modell 1, (*) Modell 2, (o) Modell 3 und (□) Modell 4 von ζ Puppis.

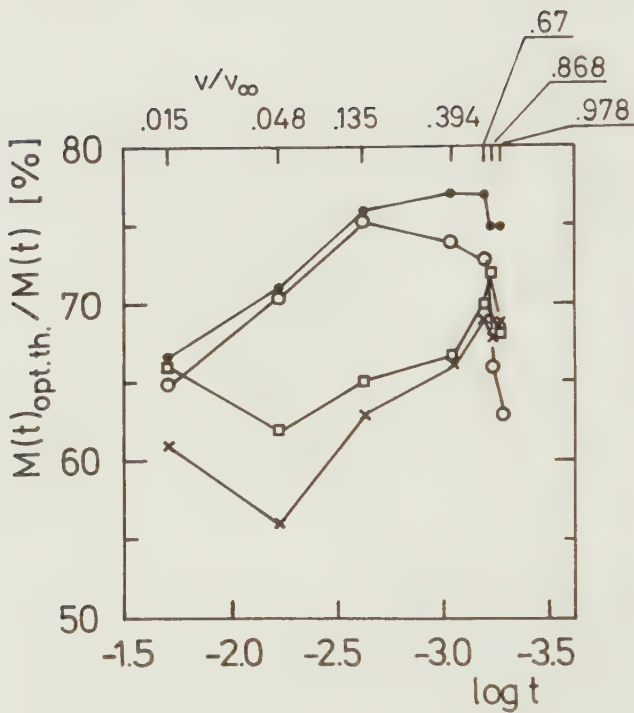


Abbildung 12: Prozentualer Beitrag von optisch dicken Linien zum "force multiplier" - Darstellung siehe Abbildung (11).

lich größeren Einfluß haben - bis zu 75 % - als bei den Modellen, die von einem optisch dünnen Ionisationskontinuum ausgehen. Entsprechend der Begründung von Abschnitt (V.A.) ist demzufolge für die Modelle 2 und 3 ein größerer Wert für den Parameter $\bar{\alpha}$ (siehe Tabelle 5) und damit eine größere Endgeschwindigkeit zu erwarten.

Die Tatsache, daß im äußeren Bereich des Windes der Einfluß von schwachen Linien bei allen Modellen zunimmt, ist auf den Abfall der Dichte und der daraus resultierenden Schwächung der optischen Tiefe zurückzuführen.

Für einen Tiefenpunkt im unteren, mittleren und oberen Bereich des Windes zeigt Abbildung (13) die Linienkraftbeiträge der wichtigsten Elemente. Neben Eisen sind Sauerstoff, Schwefel und Argon die Hauptlieferanten für Modell 1 (Abbildung (13a)), während in Bezug auf Modell 2 (Abbildung (13b)) der Einfluß von Eisen merklich zurückgegangen ist und Neon, Calcium und Stickstoff an Einfluß gewonnen haben. Trotz der Präferenz einiger Elemente ist aus Abbildung (13) das wesentliche Ergebnis zu entnehmen, daß für die korrekte Beschreibung der Linienkraft keines der ausgewählten Elemente vernachlässigt werden kann.

In Abbildung (14) ist die Verteilung des Linienkraftbeitrags eines Elements auf seine wesentlichen Ionisationsstufen dargestellt. Als Beispiel wurde hierfür Eisen bezüglich der Modelle 1, 2 und 5 ausgewählt. In Übereinstimmung mit den bisherigen Ergebnissen nimmt der Beitrag der niedrigen Ionisationsstufe FeIV sequentiell von Modell 1 über Modell 5 zu Modell 2 ab, wohingegen die Umkehrung dieser Sequenz für die hohe Ionisationsstufe FeVI zu erkennen ist.

Wie bereits angedeutet, ist diese Verschiebung zu den höheren Ionisationsstufen für die Verminderung der Linienkraft bezüglich der non-LTE Modelle verantwortlich.

Im Hinblick auf die Ergebnisse der hydrodynamischen Rechnungen ist somit aufgrund der geringeren Linienkraft eine kleinere Massenverlustrate für alle non-LTE Modelle und eine größere Endgeschwindigkeit für die Modelle 2 und 3 (siehe oben) zu erwarten (siehe Tabelle 5).

Die Ergebnisse der Dynamik sind zusammen mit den jeweiligen mittleren

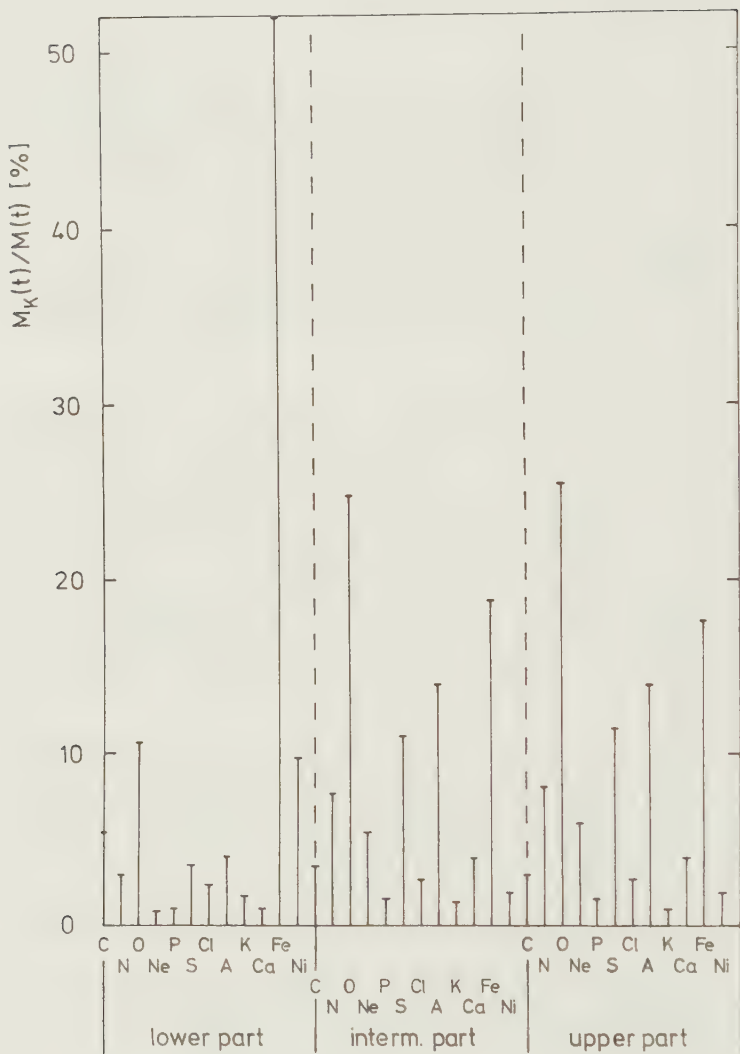


Abbildung 13a: Linienkraftbeiträge der wichtigsten Elemente für den unteren, mittleren und oberen Bereich des Windes - Modell 1 von ϵ Puppis.

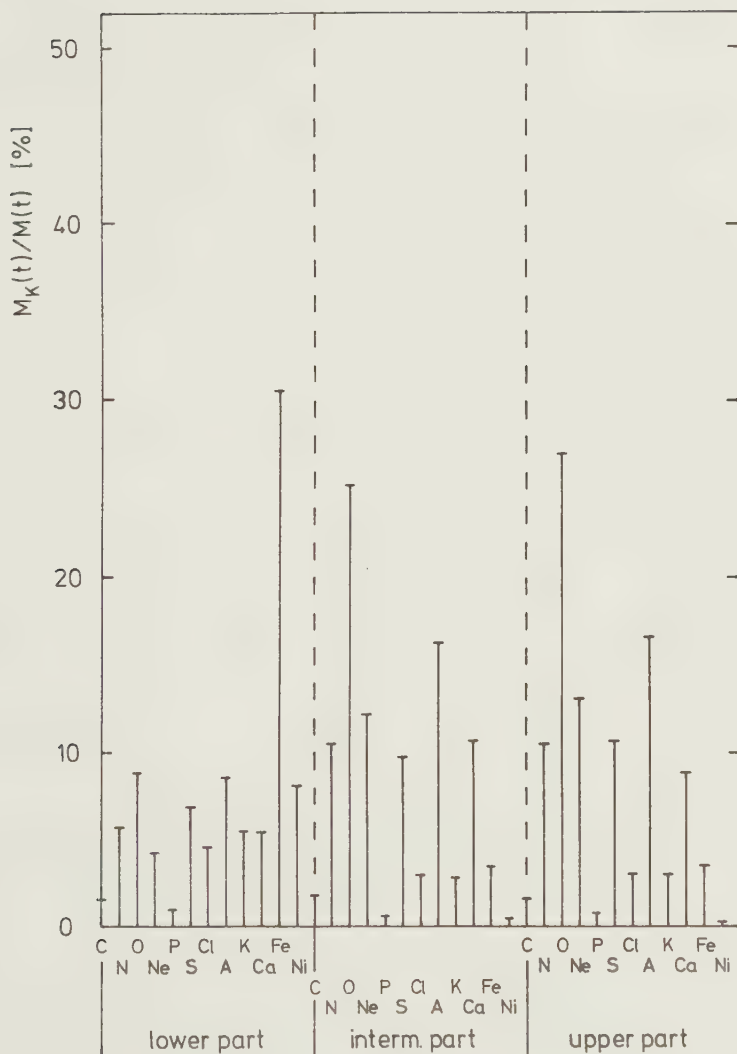


Abbildung 13b: Gleiche Darstellung wie Abbildung (13a), jedoch für Modell 2 von ζ Puppis.

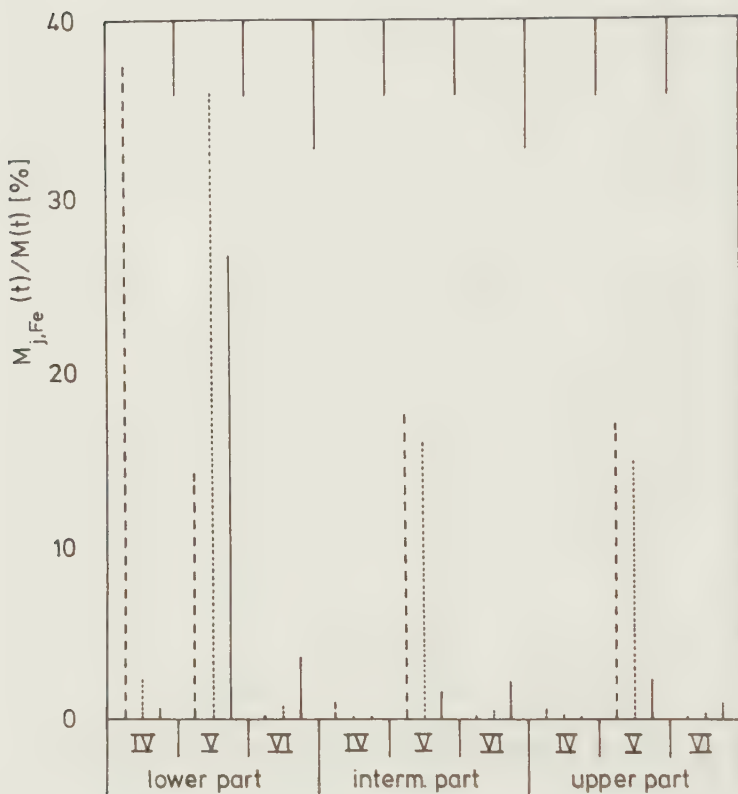


Abbildung 14: Verteilung des Linienkraftbeitrags von Eisen auf die wesentlichen Ionisationsstufen (IV, V, VI) im unteren, mittleren und oberen Bereich des Windes - Modell 1 (--), Modell 2 (—), Modell 5 (...) von τ Puppis.

Parametertripeln in Tabelle 5 dargelegt.

Tabelle 5

Berechnete Windparameter für die fünf Modelle von τ Puppis

Modell	1	2	3	4	5	Beobachtung
$\dot{M}$ ($10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$)	14.	4.5	<u>4.6</u>	8.0	8.3	4. - 6. a)
v_{∞} (km/s)	1600.	1920.	<u>2200.</u>	1687.	1565.	2450. - 2660. b)-c)
$\dot{M} v_{\infty} c/L$	1.10	0.43	<u>0.50</u>	0.67	0.64	
$\bar{K}$	.137	.046	<u>.053</u>	.114	.108	
$\bar{\alpha}$	.647	.712	<u>.709</u>	.630	.627	
$\bar{\delta}$	.059	.093	<u>.052</u>	.035	.058	

a) Abbott und Lucy (1985)

b) Hamann (1980)

c) Lamers und Morton (1976)

Während Modell 1 und damit die Methode der approximativen Bestimmung der Besetzungszahlen unzureichend für einen detaillierten quantitativen Vergleich mit der Beobachtung ist (siehe Tabelle 5), liegen die Ergebnisse der Massenverlustrate und der Endgeschwindigkeit von Modell 3 - dem am sorgfältigst ausgearbeiteten Modell - dicht an den entsprechenden beobachteten Werten, und auch die Windeffektivität hat eine realistische Größe.

Da die mit Modell 3 erhaltene Endgeschwindigkeit dennoch um 200 - 400 km/s unter dem beobachteten Wert liegt, ist kritisch zu untersuchen, ob diese Abweichung auf den Einfluß von "multi-line transfer" Effekten zurückgeführt werden kann (siehe Puls, 1986).

2. Der 09.5V-Stern τ Scorpii

Sternspezifische Daten

Durch Anpassung der durch photosphärische non-LTE Modelle berechneten H und He Linienprofile an die beobachteten Spektren konnte Herrero (1986) eine verlässliche Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung für τ Scorpii ermitteln. Die so bestimmten und im Weiteren verwendeten Werte sind:

$$T_{\text{eff}} = 33\text{kK}$$

$$\log g = 4.15 \pm 0.1$$

Weniger zufriedenstellend ist hingegen die Kenntnis des Sternradius, der mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.

Lamers und Rogerson (1978) gaben einen Wert von $R = 6.7R_{\odot}$ an, den sie aus einem aus dem H_{β} -Index abgeleiteten Wert für die absolute visuelle Helligkeit und der bolometrischen Korrektur berechneten. Da dieses Verfahren sehr ungenau ist, ist es zweckmäßiger, den Radius über die Entfernung - nach Bertiau (1958) bzw. Jones (1971) folgt aus der Bestimmung der Sternstromparallaxe der Scorpius-Centaurus Assoziation

$d = 178. \pm 10. \text{ pc}$ -, dem über ein Atmosphärenmodell erhaltenen Fluß und die entfärbte visuelle Helligkeit zu bestimmen; man erhält:

$R = 5.5R_{\odot}$ (Kudritzki, mündliche Mitteilung). Letztlich ergibt sich alternativ aus der Bestimmung der trigonometrischen Parallaxe -

$d = 62.5 \pm 62.5 \text{ pc}$ (Jenkins, 1951) - $R = 3.5R_{\odot}$ (beachte die große Unsicherheit der Entfernung).

Vergleicht man die berechneten Radien mit Modellen aus Entfernungsrechnungen, so läßt der erste Radius auf einen bereits entwickelten Hauptreihenstern, der zweite Radius auf einen Hauptreihenstern und der dritte Radius auf einen heißen O-Unterkzwerg schließen. Da abgesehen von der fehlenden Sternrotation kein Zweifel darüber besteht, daß τ Scorpii zu den Hauptreihensternen zu zählen ist, wird im Weiteren der Sternradius

$$R/R_{\odot} = 5.5$$

angenommen.

Die Metallhäufigkeit betreffend ist bei τ Scorpii ebenfalls Vorsicht angebracht, da Testrechnungen ergaben, daß im Gegensatz zu ζ Puppis nur wenige Elemente zur Gesamtlinienkraft beitragen (siehe unten). Nach den bisherigen Analysen der chemischen Zusammensetzung (siehe Hardorp und Scholz, 1969; Schönberner et al., 1986; Gehren et al., 1985) ist bezüglich dieser Elemente eine Metallhäufigkeit von $Z = 0.67 Z_{\odot}$ angenommen worden.

Den Abschluß der erforderlichen externen Daten bildet die Annahme einer Temperaturschichtung. Hierbei wurden wie bei ζ Puppis die Rechnungen von Gabler et al. (1986) herangezogen (siehe Abbildung (4)).

Das Windmodell

Da die Dichtestruktur im Wind von τ Scorpii an vergleichbaren Radiuspunkten (r/R) um nahezu zwei Dekaden kleiner ist als im Wind von ζ Puppis (siehe unten), ist das Ionisationskontinuum im gesamten Beschleunigungsbereich optisch dünn. Abgesehen vom geometrischen Verdünnungsfaktor formiert sich demzufolge die mittlere Intensität, die wesentlichen Einfluß auf die Photoionisations- und Rekombinationsraten und damit auf die Ionisationsverhältnisse hat, im Frequenzbereich des Ionisationskontinuums in den tiefsten Schichten des Windes bei kinetischen Temperaturen von 30 - 35kK. Dieser Temperaturbereich liegt nun erheblich unter den für ζ Puppis angenommenen lokalen Temperaturwerten und es ist somit a priori fraglich, ob die anomal hohen Ionisationsstufen, die auch bei τ Scorpii beobachtet werden, ebenfalls durch den Mechanismus der Photoionisation von allen betrachteten Niveaus erklärt werden können.

Betrachtet man Abbildung (9a) - Modell 3 von ζ Puppis - so scheint diese Skepsis berechtigt, da das dortige OVI Verhältnis bei einer lokalen Temperatur von $\sim 33\text{kK}$ ($v/v_{\infty} \sim 0.868$) erheblich kleiner als das beobachtete Ionisationsverhältnis von τ Scorpii (siehe Hamann, 1981; Lamers

und Rogerson, 1978) ist. Ein möglicher Ausweg bietet sich jedoch durch die um drei Dekaden kleinere Massenverlustrate, die τ Scorpii gegenüber ζ Puppis aufweist (siehe Hamann, 1981; Lamers und Rogerson, 1978). Denn geht man von einem für beide Sterne vergleichbaren Geschwindigkeitsfeld aus, so hat τ Scorpii aufgrund der geringeren Massenverlustrate eine Dichte, die an vergleichbaren Radien um zwei Größenordnungen unter der von ζ Puppis liegt.

Dies bedeutet aber, daß die Rekombinationskoeffizienten, die zur Dichte direkt proportional sind, erheblich geringere Werte annehmen, wodurch die höheren Ionisationsstufen begünstigt werden.

Ein weiterer Gesichtspunkt, der ein solches Verhalten unterstützt, betrifft die photosphärisch emergenten Flüsse, die bezüglich vieler Ionisationskanten angeregter Niveaus der Ionisationsstufen OIV, OV und NIV, NV deutlich über der Effektivtemperatur liegende Strahlungstemperaturen anzeigen. Da diese Niveaus nach Abschnitt (1.2 und 1.3) einen nicht unmaßgeblichen Beitrag zur gesamten Photoionisationsrate einer Ionisationsstufe leisten - da bei τ Scorpii weit weniger Linien im detaillierten Gleichgewicht sind und Stoßraten erheblich kleinere Werte annehmen (geringere Dichtestruktur) sind hierbei überwiegend metastabile Niveaus betroffen - , halten sich die Pro- und Kontra-Argumente die Waage und zur Klärung der Situation ist erneut die detaillierte Rechnung erforderlich.

Abbildung (15a) zeigt den für τ Scorpii berechneten "force multiplier", der im Vergleich mit ζ Puppis (siehe Abbildung (11)) eine vollkommen unterschiedliche Struktur erkennen läßt. Beinahe zwangsläufig zieht diese Strukturveränderung einen von ζ Puppis abweichenden Einfluß der individuellen Elemente auf den Beschleunigungsmechanismus nach sich.

Der prozentuale Beitrag optisch dicker Linien ist in Abbildung (15b) dargestellt.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die starken Linien lediglich im inneren Bereich des Windes ($v \leq 0.2 v_\infty$) mehr als 50 % zur Linienkraft beisteuern und im äußeren Bereich sogar weniger als 20 %, d. h. im mittleren und äußeren Bereich der Hülle wird der Wind überwiegend durch optisch dünne Linien, die keine beobachtbaren Absorptionsprofile

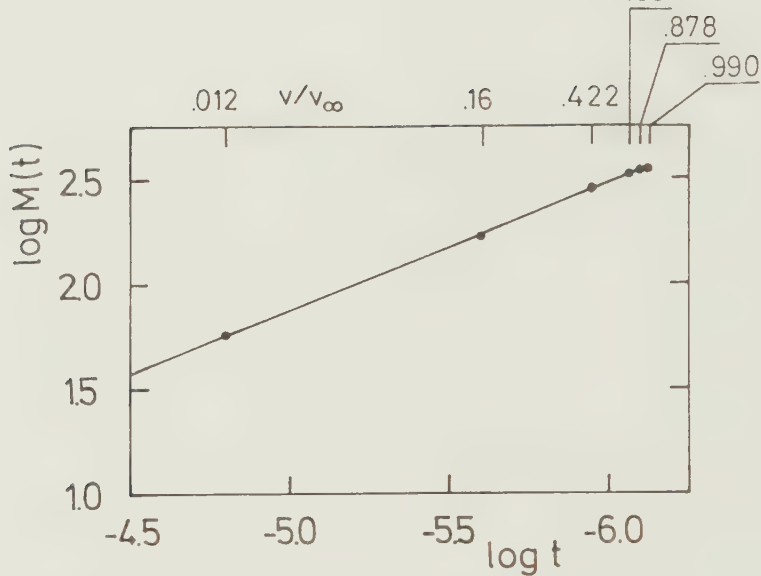


Abbildung 15a: Logarithmus des "force multipliers" für das Windmodell von τ Scorpii.

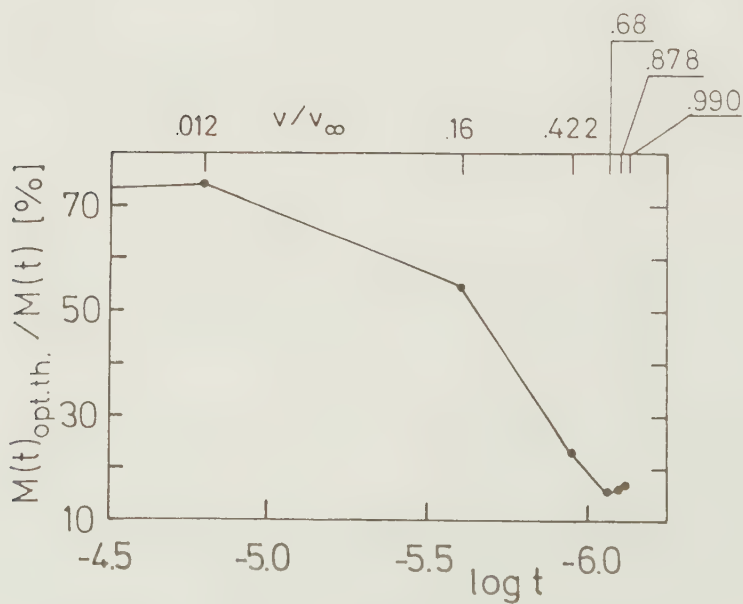


Abbildung 15b: Prozentualer Beitrag von optisch dicken Linien zum "force multiplier".

besitzen, getrieben. Dies wirft die naheliegende Frage auf, ob dieser Teil des Windes bezüglich der P-Cygni Profile überhaupt beobachtbar ist.

Wie oben bereits angedeutet, ist die Verteilung der Linienkraftbeiträge auf die einzelnen Elemente ebenfalls bemerkenswert.

Abbildung (16) zeigt, daß sich im unteren Bereich des Windes die Linienkraft in zu erwartender Weise auf eine größere Anzahl von Elementen verteilt. Auf den mittleren und oberen Bereich der Hülle trifft dies jedoch nicht zu, hier herrschen ausschließlich die Elemente O, N, S, C, A und Ne vor.

Der Ursprung der Tatsache, daß nur wenige Elemente durch überwiegend optisch dünne Linien einen Beitrag zur Beschleunigung leisten können, ist in der betragsmäßig kleinen Dichte, die aus der geringeren Massenverlustrate von τ Scorpii resultiert, zu sehen.

Die mit dem selbstkonsistent bestimmten Parametertripel ($\bar{K} = .029$, $\bar{\alpha} = .675$, $\bar{\delta} = .079$) erhaltene Massenverlustrate

$$\dot{M} = 5.0 \cdot 10^{-9} M_{\odot} / \text{yr}$$

ist mit den empirisch berechneten Werten von Lamers und Rogerson (1978) $\dot{M} = 7.0 \pm 1.6 \cdot 10^{-9} M_{\odot} / \text{yr}$ und Hamann (1981) $\dot{M} = 2.0 \pm 2.0 \cdot 10^{-9} M_{\odot} / \text{yr}$ vergleichbar, während der erhaltene Wert der Endgeschwindigkeit

$$v_{\infty} = 3850 \text{ km/s}$$

erheblich größer als der aus Absorptionsprofilen bestimmte Wert $v_{\infty} \sim 2000 \text{ km/s}$ ist (siehe Hamann, Lamers und Rogerson).

Da der - aufgrund der betragsmäßigen Größe der Dichte - beobachtbare Teil des Windes (siehe oben sowie Abbildung (15b)) in der unmittelbaren Umgebung des Sterns liegt ($r/R \leq 2.$), in der nach Abbildung (17) eine Geschwindigkeit von $v \sim 2000 \text{ km/s}$ erreicht wird - auch Lamers und Rogerson kamen auf empirischem Weg zu dem Resultat, daß die beobachtete Endgeschwindigkeit bereits im Bereich $r/R \sim 2.$ erzielt wird - , ist der

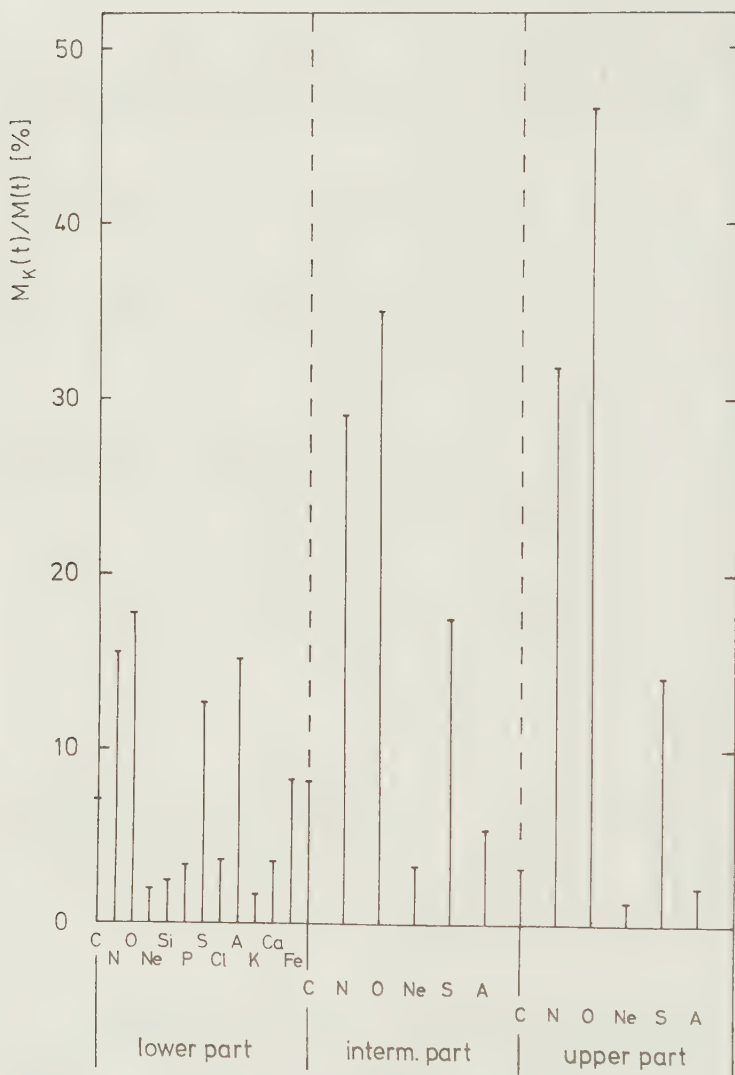
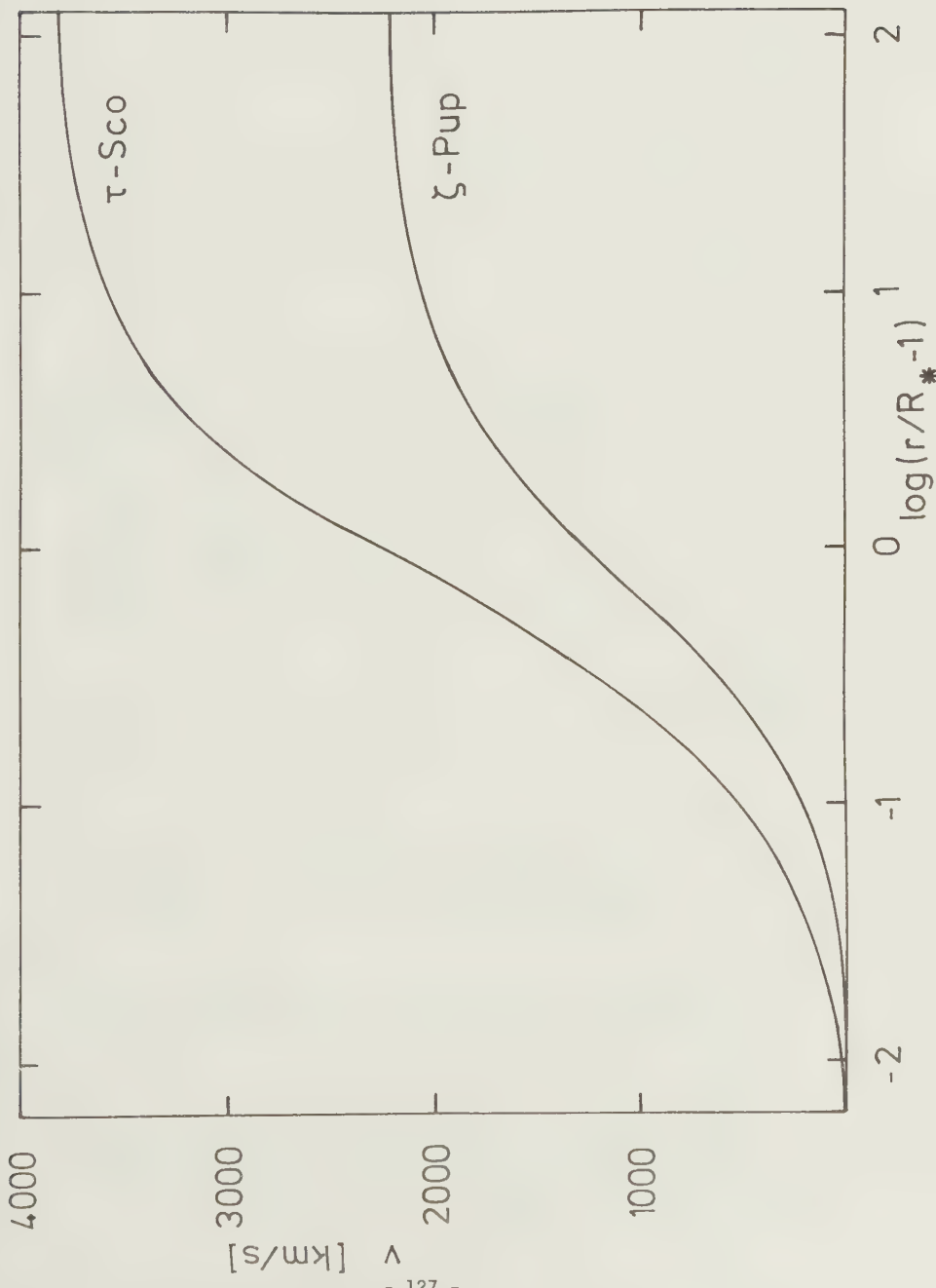


Abbildung 16: Linienkraftbeiträge der wichtigsten Elemente für den unteren, mittleren und oberen Bereich des Windes von τ Scorpii.

Abbildung 17. In der Abbildung sind die berechneten Geschwindigkeitsfelder für ζ Puppis und τ Scorpii.



erheblich größere Wert der dynamischen Endgeschwindigkeit nicht beunruhigend.

In Abbildung (18) sind die beobachteten (Hamann, 1981) und berechneten Ionisationsverhältnisse von CIV, NV und OVI dargestellt.

Für CIV stimmt der aus der Beobachtung empirisch ermittelte Wert mit dem berechneten Verhältnis gut überein, während das Verhältnis für NV eine halbe Dekade über dem beobachteten Wert liegt und für OVI um mindestens eine Dekade zu klein ist.

Das beobachtete OVI Verhältnis kann demzufolge durch die detaillierte Rechnung nicht korrekt reproduziert werden. Es ist jedoch offen, ob diese als gering zu bezeichnende Abweichung durch genauer durchzuführende Berechnung der Ionisationsverhältnisse aufzufangen ist. Neben den Näherungen, die für die atomaren Daten teilweise benützt wurden (siehe Abschnitt (IV. B, 1.)) könnte bei diesem diffizilen Objekt die Verwendung des emergenten Flusses eines statischen Photosphärenmodells unzulässig sein, da das bereits in der Photosphäre vorhandene Geschwindigkeitsfeld (siehe Abbildung (17)) einen entscheidenden Einfluß auf die Berechnung des emergenten Flusses nehmen kann.

Geht man davon aus, daß die Strahlungstemperaturen an den Ionisationskanten der angeregten Niveaus von OIV und OV durch die selbstkonsistente Behandlung der Hülle mit der Photosphäre geringfügig angehoben werden, so wirkt sich dies nach Abschnitt (B, 1.2 und 1.3) deutlich zugunsten von OVI aus.

Für einen qualitativen Vergleich mit der Beobachtung ist in Abbildung (19) die blaue Komponente der NV Dublett-Resonanzlinie dargestellt. Die wesentlichen Resultate sind:

- Die Emissionskomponente liegt lediglich um 20 % über dem Kontinuumswert, was der Beobachtung entspricht (Lamers und Rogerson fanden einen Wert von 10 %).
- In Übereinstimmung mit Abbildung (18) ist das Ionisationsverhältnis von NV bereits im unteren Bereich des Windes so groß, daß bereits bei $v \sim 200$ km/s das Maximum der Absorption erreicht wird.

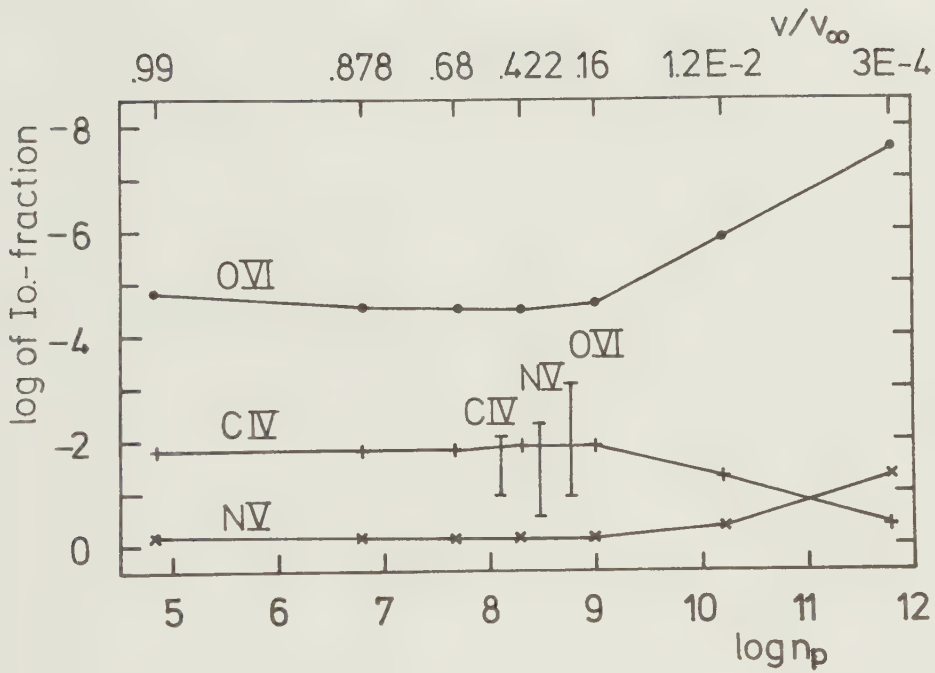


Abbildung 18: Ionisationsverhältnisse für τ Scorpii: (•) OVI, (x) NV, (+) CIV - die vertikalen Striche entsprechen den Intervallen der Beobachtungswerte (Hamann, 1981).

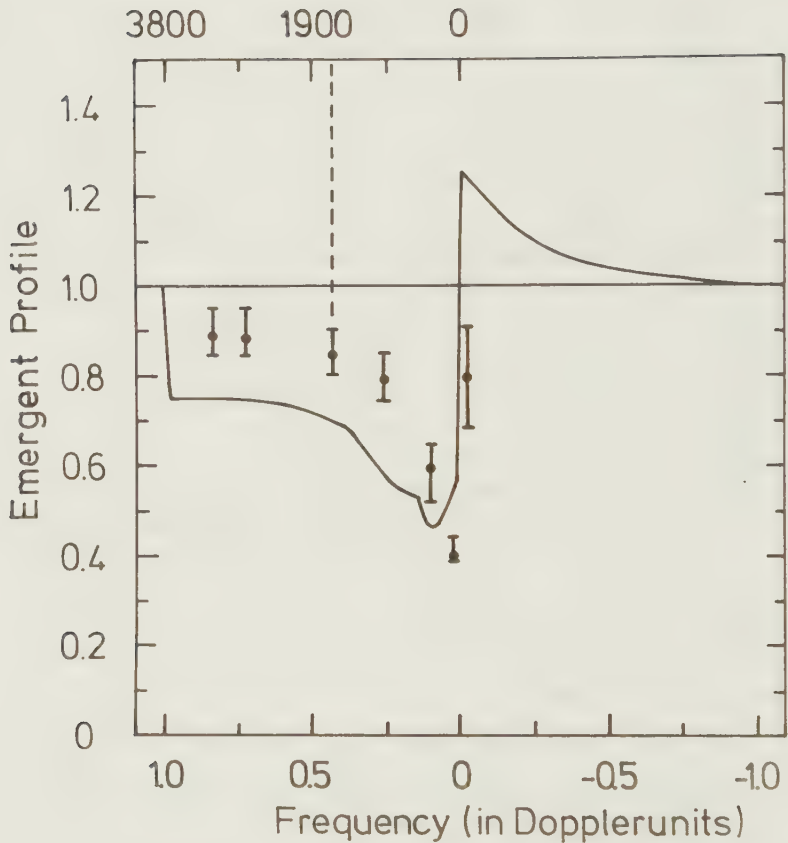


Abbildung 19: Vergleich der beobachteten und berechneten blauen Komponente der NV Dublett-Resonanzlinie für das Windmodell von τ Scorpii. Die vertikalen Balken entsprechen den beobachteten Werten von Lamers und Rogerson (1978) - selbst bei Geschwindigkeiten von $v \sim 3000$ km/s liegen die Balken unterhalb dem für das Kontinuum angenommenen Wert. Die gestrichelte Linie gibt die von Lamers und Rogerson für diese Linie angenommene Endgeschwindigkeit an - die Geschwindigkeitswerte sind an der oberen Abszisse in km/s angegeben.

Dieses Ergebnis ist insofern von Bedeutung, da nach der übereinstimmenden Meinung Turbulenzen für dieses Verhalten heranzuziehen sind (siehe Lamers und Rogerson).

- Für $v > 1600 - 2000 \text{ km/s}$ liegt der Absorptionsflügel nur 20 % unterhalb der Kontinuumslinie.

Da die beobachteten Absorptionsflügel der NV, OVI und CIV Resonanzlinien in diesem Bereich ebenfalls unterhalb der Kontinuumslinie liegen (siehe Lamers und Rogerson), unterstützt dies die Schlußfolgerung, daß Geschwindigkeiten $v > 2000 \text{ km/s}$ bezüglich der P-Cygni Profile von τ Scorpii nur äußerst schwierig zu ermitteln sind.

Die berechnete dynamische Endgeschwindigkeit widerspricht den Beobachtungen somit in keiner Weise.

Zusammenfassung

Die durchgeführten Rechnungen haben ohne Zweifel erkennen lassen, daß non-LTE "multi-level" Effekte für die Ionisationsgleichgewichte und Anregungsmechanismen in Plasmen von stellaren Winden heißer Sterne bedeutungsvoll sind.

Bisherige, auf Näherungen beruhende Methoden, die sich an die für Planetarische Nebel gültige Physik anlehnten (siehe Abbott, 1982 und PPK sowie AL), sind nicht dazu in der Lage, die Ionisationsverhältnisse in einem kühlen Windmodell korrekt zu beschreiben.

Die detaillierte Lösung der Gleichungen des statistischen Gleichgewichts offenbart eine weit stärkere Begünstigung der hohen Ionisationsstufen als dies von den approximativen Methoden her zu erwarten war.

Die Hauptursache für diese Verstärkung der hohen Ionisationsstufen beruht auf der korrekten Behandlung des Ionisationskontinuums, das bei O-Sternen mit einer Massenverlustrate von $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ im Windbereich optisch dick ist. Unterstützt wird diese Wirkungsweise, zumindest im unteren Bereich des Windes, durch die Photoionisation von tiefliegenden angeregten Niveaus, die langwellig der HeII Kante von der Photosphäre bestrahlt und durch den auf Elektronenstößen beruhenden Anregungsmechanismus bevölkert werden.

Die Berücksichtigung von Elektronenstößen ist somit für die Behandlung von tiefliegenden Niveaus, die insbesondere durch eine Resonanzlinie mit dem Grundzustand verbunden sind, erforderlich - dies betrifft vor allem die Verwendung der "two-level" Approximation -, zumindest im unteren Bereich des Windes. Zur Begründung ist zu sagen, daß viele der radiativen Übergänge aufgrund ihrer großen optischen Tiefe im detaillierten Gleichgewicht sind und somit keinen Einfluß auf die Population der angeregten Niveaus ausüben können, solange Elektronenstöße bzw. Kontinuumsübergänge für die Population der betreffenden Niveaus von relevanter Größenordnung sind.

Die Begünstigung der hohen Ionisationsstufen bezüglich der non-LTE "multi-level" Rechnungen hat zur Folge, daß bisher im Zusammenhang mit stellaren Winden als anomal bezeichnete Ionisationsstufen wie OVI, SVI und NV für O-Sterne problemlos durch ein kühles Windmodell erzeugt wer-

den.

Somit kann das seit langem bestehende Problem der Superionisation ohne die Annahme einer ergänzenden ionisierenden Quelle gelöst werden.

Uneingeschränkt gilt diese Aussage für heiße O-Sterne wie ζ Puppis. Für späte O-Sterne wie τ Scorpii kann mit den gegenwärtigen Rechnungen das Ionisationsverhältnis von OVI noch nicht zur vollständigen Zufriedenheit reproduziert werden.

Die entsprechend der modifizierten Theorie berechneten Besetzungszahlen wirken sich ferner in signifikanter Weise auf die Hydrodynamik der stellaren Winde aus.

Die Konsequenz der Verstärkung der hohen Ionisationsstufen ist in diesem Fall eine Verminderung der Nettorate der Linienkraft, die für ζ Puppis eine mit den empirisch bestimmten Werten vergleichbare Massenverlustrate und Endgeschwindigkeit zur Folge hat.

Entsprechendes gilt für die Massenverlustrate von τ Scorpii, wohingegen die beobachtete Endgeschwindigkeit dieses Sterns bereits bei einem Sternradius von $r/R \sim 2$ erreicht wird. Da jedoch die Dichte in höhergelegenen Schichten äußerst kleine Werte aufweist, kann die tatsächliche dynamische Endgeschwindigkeit in den Linienprofilen nicht beobachtet werden.

VI. Ausblick

Die Ergebnisse dieser Dissertation bestätigen in jeglicher Hinsicht das Konzept der radiativ getriebenen stellaren Winde.

Dennoch ist das entwickelte Modell nur ein erster Schritt für das Ziel stellare Windmodelle als Werkzeug der Spektralanalyse - dem wichtigsten Hilfsmittel der Astrophysik, das vielfach das alleinige Kriterium ist, nach dem Theorien verworfen oder unterstützt werden - zu benützen. Die Anwendungsvielfalt, die durch ein solches Werkzeug offeriert wird, wurde bereits motivational diskutiert und es verbleibt, die folgenden notwendigen Schritte aufzuzeigen.

Die naheliegendsten Schritte betreffen weitere Modifikationen des Standardmodells:

Ein Ausbau der für die Rechnungen erforderlichen atomaren Datensätze ist aus verschiedenen Gründen wünschenswert:

In Bezug auf Effektivtemperaturen, die über 50 kK hinausgehen, benötigt man für die Anwendbarkeit des Modells Informationen von Ionisationsstufen, die mehr als 5-fach ionisiert sind.

Ferner bedingt der quantitative Vergleich von berechneten mit beobachteten Linienprofilen nicht nur die korrekte Form der Photoionisationsquerschnitte, sondern auch die Berücksichtigung der individuellen, die dielektronische Rekombination betreffenden Übergangswahrscheinlichkeiten, die jedoch gegenwärtig nur in geringem Umfang vorhanden sind (siehe Abschnitt (IV. A,)).

Ohne Zweifel ist der notwendigste Schritt für die Verbesserung des Standardmodells, die selbstkonsistente Behandlung von "multi-line transfer" Effekten.

Diese Aufgabe, die gegenwärtig von Puls (1986) bearbeitet wird, stellt ein gewaltiges Problem dar, da die "multi-level" Ratengleichungen aller Elemente in nichtlinearer Weise an den Strahlungstransport der überlappenden Linien gekoppelt ist.

Nach den Abschnitten (II. 2. und IV. A,) ist zu erwarten, daß die "multi-

line transfer" Effekte sich sowohl auf die Dynamik als auch die Berechnung der Besetzungszahlen angeregter Niveaus auswirken.

Ein weiterer wesentlicher Gesichtspunkt ist die selbstkonsistente Behandlung des Energietransports.

Aufbauend auf die Arbeit von Gabler et al. (1986) sollten vorerst Linienopazitäten in die selbstkonsistenten Rechnungen, die vom Strahlungsgleichgewicht ausgehen (siehe Abschnitt (IV. B, 1.)), eingebaut werden. In einem darauffolgenden Schritt ist jedoch zu untersuchen, inwieweit das Strahlungsgleichgewicht durch eine mögliche Energiedissipation in Form von Schocks (siehe Lucy und White, 1980; Lucy, 1982) beeinflusst wird (siehe hierzu Abschnitt (II. 2.)).

Auf der Grundlage des hier entwickelten Modells sollten detaillierte Stabilitätsanalysen durchgeführt werden, die den richtungsweisenden Arbeiten von Owocki und Rybicki (1984, 1985) folgen.

Ferner sollte in selbstkonsistenter Weise die Lokalität und Größenordnung der von den Schocks emittierten UV- und Röntgenstrahlung ermittelt werden (siehe hierzu Krolik und Raymond, 1985), um einerseits verbesserte Ionisationsrechnungen durchführen zu können und andererseits der im äußeren Bereich des Windes nicht unerheblichen "Auger-Ionisation" (siehe Abschnitt (IV. B, 1.)) Rechnung zu tragen.

Letztlich ist das in Abschnitt (II.) beschriebene "wind blanketing" erwiesenermaßen für die Berechnung der Temperaturschichtung relevant (siehe Abbott und Hummer, 1985) und sollte dementsprechend in den Rechnungen berücksichtigt werden.

Da eine wesentliche Voraussetzung des Standardmodells die unabhängige Behandlung von Photosphäre und Hülle ist, könnte eine entscheidende Verbesserung des Konzepts durch die Verwendung von non-LTE liniengblankten emergenten Flüssen erzielt werden.

Wie bereits in Abschnitt (IV. B, 1.) bemerkt, stellt die Berechnung solcher Flüsse jedoch ein formidables Problem dar, da die Grenzen der Speicherkapazität der gegenwärtigen Computergeneration bei einem solchen Unterfangen mühelos erreicht werden (siehe Husfeld, 1986). Es ist somit nicht zu erwarten, daß derartige Daten in absehbarer Zeit zur Ver-

fügung stehen.

Neben dem Standardmodell, das letztlich für Sterne, die dem Normalmaß und damit den Annahmen des Standardmodells (siehe Abschnitt (II. 2.)) entsprechen, Anwendung findet, sind bei zukünftigen Arbeiten auch allgemein gehaltenere Modelle ins Auge zu fassen, da bereits die Behandlung von τ Scorpii die Grenzen des Standardmodells aufgezeigt hat (siehe Abschnitt (V. B, 2.)).

Insbesondere im Hinblick auf WR-Sterne kann die getrennte Behandlung von Photosphäre und Hülle nicht aufrecht erhalten werden, da das gesamte Kontinuum - auch im für die Beschleunigung relevanten Frequenzbereich - optisch dick ist (siehe Cherepashchuk et al., 1984), und somit keine physikalisch vertretbare Trennung zwischen Photosphäre und Hülle vorgenommen werden kann.

Modellrechnungen für WR-Sterne setzen somit eine völlig selbstkonsistente Beschreibung des Photosphären- und Windbereichs voraus, wobei darauf zu achten ist, daß anstelle der in Abschnitt (IV. A,) benützten Sobolev-Approximation die von Hummer und Rybicki (1985) formulierte "Sobolev-Approximation mit Kontinuum" für die Berechnung der Linienraten heranzuziehen ist.

Es erscheint jedoch lohnenswert, diese mit großem Aufwand verbundenen Schritte in die Wege zu leiten, da trotz vielversprechender Erfolge (siehe Pauldrach et al., 1985) bisher nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden konnte, daß der alleinige Beschleunigungsmechanismus bei WR-Sternen der Strahlungsdruck ist.

Ebenfalls unzureichend ist das Standardmodell für die Erklärung der Variabilitäten im Wind, die in Form von "narrow line components" beobachtet werden (siehe Abschnitt (II. 1.)).

Hierbei geht man davon aus, daß komprimierte Schichten - sog. "shells" - durch das Windplasma wandern, wobei diese nicht zwingend als sphärisch symmetrisch anzunehmen sind (siehe Lamers et al., 1985).

Unklar ist gegenwärtig der Entstehungsmechanismus dieser "shells", obwohl anzunehmen ist, daß Pulsationseffekte die Ursache sind (siehe z.B.

Diskussion der "impliziten Pulsationskomponente" in Abschnitt (II. 2.) sowie Abschnitt (II. 3.)).

Interessant wäre, die zeitabhängige Behandlung eines stellaren Windmodells im Hinblick auf

1. die Reproduzierbarkeit der "shells" - die Windparameter reagieren äußerst sensibel auf eine durch Pulsation bedingte Veränderung der Sternparameter (siehe Pauldrach, 1985), so daß selbst Auswirkungen von schwachen Pulsationskomponenten verglichen werden können
2. mögliche Veränderungen der zeitlich gemittelten Größen
3. mögliche UV- und Röntgenstrahlenemission an den Grenzflächen der "shells" - dies wäre ein Anlaß für eine kritische Überprüfung des Schockmodells (siehe oben).

Beinahe überflüssig erscheint es - aufgrund der zahlreichen Hinweise in dieser Arbeit - herauszustellen, daß die Thematik der stellaren Winde sowohl von der präzisen Bestimmung der Sternparameter und Metallhäufigkeiten, als auch von der Beobachtung der im UV-Bereich liegenden Spektrallinien lebt.

Nur die Unterstützung derartiger Projekte, die nicht nur für die Galaxis sondern auch für die Magellanschen Wolken durchzuführen sind, kann gewährleisten, daß das Verständnis der stellaren Winde vertieft und die Anwendung der Windmodelle genützt wird.

Quellennachweis

- Abbott, D.C., 1978, Ap. J. 225, 893
- Abbott, D.C., 1979, IAU Symp. 83, S. 237, ed. P.S. Conti und C.W.H. de Loore
- Abbott, D.C., 1982, Ap. J. 259, 282
- Abbott, D.C. und Hummer, D.G., 1985, Ap. J. 294, 286
- Abbott, D.C. und Lucy, L.B., 1985, Ap. J. 288, 679
- Aldrovandi, S.M.V. und Péquignot, D., 1973, Astron. Astrophys. 25, 137
- Allen, C.W., 1973, "Astrophysical Quantities", 3rd ed. London, Athlone Press
- Bashkin, S. und Stoner, J.O., 1975, "Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams", North-Holland Publishing Company
- Bathia, A.K. und Underhill, A.B., 1986, Ap. J. Suppl. 60, 323
- Bertiau, F.C., 1958, Ap. J. 128, 533
- Bohannon, B., Abbott, D.C., Hummer, D.G. Voles, S.A., 1985, in "Luminous Stars and Associations in Galaxies", Proc. of IAU Symp. 116, eds. C. de Loore, A. Willis, P. Laskarides
- Cassinelli, J.P. und Olson, G.L., 1979, Ap. J. 229, 304
- Cassinelli, J.P. und Swank, J.H., 1983, Ap. J. 271, 681
- Castor, J., 1970, M.N.R.A.S. 149, 111
- Castor, J., 1974, M.N.R.A.S. 169, 279
- Castor, J., Abbott, D.C. und Klein, R., 1975, Ap. J. 195, 157
- Castor, J., Abbott, D.C. und Klein, R., 1976, "Physique des mouvements dans les atmospheres stellaires", ed. R. Cayrel und M. Steinberg, Paris, CNRS, S. 363
- Castor, J., 1979, IAU Symp. No. 83, 175
- Castor, J. und van Blerkom, D., 1970, Ap. J. 161, 485
- Castor, J. und Lamers, H.J.G.L.M., 1979, Ap. J. Suppl. 39, 481
- Cherepashchuk, A.M., Eaton, J.A. und Khaliullin, K.F., 1984, Ap. J. 281, 774
- Conti, P.S. und Ebbets, D., 1977, Ap. J. 213, 438
- Deltabuit, E. und Cox, O., 1972, Ap. J. 177, 855

- Doom, C., De Greve, J.P. und De Loore, C., 1986, Ap. J. 303, 136
- Dufour, R.J., 1984, IAU Symp. 108, S. 353
- Friend, D. und Abbott, D.C., 1986, im Druck
- Friend, D. und Castor, J., 1983, Ap. J. 272, 259
- Friend, D. und Mac Gregor, 1984, Ap. J. 282, 591
- Gabler, R., Kudritzki, R.P., Pauldrach, A., Puls, J., 1986, in Bearbeitung
- Garmany, C.D. und Conti, P.S., 1985, Ap. J. 293, 407
- Garmany, C.D. und Conti, P.S., 1984, Ap. J. 284, 705
- Garmany, C.D., Olson, G.L., Conti, P.S. und van Steenberg, M.E., 1981, Ap. J. 250, 660
- Gehren, T., Nissen, P.E., Kudritzki, R.P. und Butler, K., 1985, Proceedings of the ESO Workshop on "Production und Distribution of C,N,O Elements", Garching, S. 171
- Gould, R.J., 1978, Ap. J. 219, 250
- Hamann, W.-R., 1980, Astron. Astrophys. 84, 342
- Hamann, W.-R., 1981, Astron. Astrophys. 100, 169
- Hardorp, J. und Scholz, M., 1969, Ap. J. Suppl. 19, 193
- Hearn, A., 1975, Astron. Astrophys. 40, 277
- Henrichs, H., 1984, Proc. 4th Europ. IUE Conf., ESA Sp-215, S. 43
- Herrero, A., 1986, Astron. Astrophys., im Druck
- Holweger, H., 1979, "Les Elements Et Leurs Isotopes dans L'Univers", Universite de Liege, Institut d'Astrophysique
- Hummer, D.G. und Rybicki, G.B., 1985, Ap. J. 293, 258
- Husfeld, D., 1986, "Feinanalyse von extrem heliumreichen Sternen des Spektraltyps SdO", Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Husfeld, D., Kudritzki, R.P., Simon, K. und Clegg, R., 1984, Astron. Astrophys. 134, 139
- Jenkins, L., 1951, Astronomical J. 55, 138
- Johnson, M.C., 1925, M.N.R.A.S. 85, 813

- Jones, D.H.P., 1971, M.N.R.A.S. 152, 231
- Klein, R. und Castor, J., 1978, Ap. J. 220, 902
- Krolik, J. und Raymond, J., 1985, Ap. J. 298, 660
- Kudritzki, R.P., 1979, Proc. of 22nd Liege Conf. S. 295
- Kudritzki, R.P., 1980, Astron. Astrophys. 85, 174
- Kudritzki, R.P., 1985, Proceedings of the ESO Workshop on
"Production and Distribution of C,N,O Elements, Garching,
S. 277
- Kudritzki, R.P., Hummer, D.G., 1986, Proc. IAU Symp. 116,
ed. de Loore et al., im Druck
- Kudritzki, R.P., Simon, K.P., Hamann, W.R., 1983, Astron.
Astrophys. 118, 245
- Kudritzki, R.P., Pauldrach, A. und Puls, J., 1986, einge-
reicht zur Publikation in NASA/CNRS
- Kudritzki, R.P., Pauldrach, A. und Puls, J., 1986a, Astron.
Astrophys., im Druck
- Kurucz, R.L., 1979, Ap. J. Suppl. 40, 1
- Lamers, H.J.G.L.M., Korevaar, P. und Cassatella, A., 1985,
Astron. Astrophys. 149, 29
- Lamers, H.J.G.L.M. und Morton, D., 1976, Ap. J. Suppl. 32,
715
- Lamers, H.J.G.L.M. und Rogerson, J.B., 1978, Astron. Astro-
phys. 66, 417
- Lamers, H.J.G.L.M., Waters, L.B. und Wesselius, P.R., 1984,
Astron. Astrophys. 134, L17
- Landstreet, J.D., 1982, Ap. J. 258, 639
- Leroy, M. und Lafon, J.-P.J., 1982, Astron. Astrophys. 106,
345
- Long, K.S. und White, R.L., 1980, Ap. J. Letters 239, L65
- Lucy, L.B., 1971, Ap. J. 163, 95
- Lucy, L.B. und Solomon, P., 1970, Ap. J. 159, 879
- Lucy, L.B. und White, R., 1980, Ap. J. 241, 300
- Lucy, L.B., 1982, Ap. J. 255, 286

- Lucy, L.B., 1986, ESO Preprint Nr. 419, Proc. IAU Coll. 89,
im Druck
- Maeder, A., 1982, Astron. Astrophys. 105, 149
- Mihalas, D. und Hummer, D., 1973, Ap. J. 179, 827
- Mihalas, D., 1978, Stellar Atmospheres, W.H. Freeman und
Company, San Francisco
- Milne, E.A., 1926, M.N.R.A.S. 86, 459
- Moore, C.E., 1971a, Atomic Energy Levels, NSRDS-NBS 35,
Washington, US Dept. of Commerce
- Moore, C.E., 1970, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-
NBS 3, Sect. 3, Washington, US Dept. of Commerce
- Moore, C.E., 1971, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-
NBS 3, Sect. 4, Washington, US Dept. of Commerce
- Moore, C.E., 1975, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-
NBS 3, Sect. 5, Washington, US Dept. of Commerce
- Moore, C.E., 1980, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-
NBS 3, Sect. 9, Washington, US Dept. of Commerce
- Morton, D.C. und Wright, A.E., 1978, M.N.R.A.S. 182, 479
- Nußbaumer, H., Storey, P.J., 1983, Astron. Astrophys. 126, 75
- Nußbaumer, H., Storey, P.J., 1984, Astron. Astrophys. Suppl.
56, 293
- Nußbaumer, H., Storey, P.J., 1986, Astron. Astrophys.
Suppl., im Druck
- Olson, G.L., 1978, Ap. J. 226, 124
- Olson, G.L. und Castor, J., 1981, Ap. J. 244, 179
- Osterbrock, D.E., 1974, "Astrophysics of Gaseous Nebulae",
W.H. Freeman und Company, San Francisco
- Owocki, S.P. und Rybicki, G.B., 1984, Ap. J. 284, 337
- Owocki, S.P. und Rybicki, G.B., 1985, Ap. J. 299, 265
- Pauldrach, A., 1985, "Dynamik von radiativ getriebenen stel-
laren Winden", Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universi-
tät, München
- Pauldrach, A., Puls, J., Hummer, D.G., Kudritzki, R.P.,

- 1985, Astron. Astrophys. 148, L1
- Pauldrach, A., Puls, J., Kudritzki, R.P., 1986, Astron. Astrophys. 164, 86
- Prantzos, N., Doom, C., Arnould, M. und De Loore, C., 1986, Ap. J. 304, 695
- Prinja, R.K., Howarth, I.D., 1986, Ap. J. Suppl. 61, 867
- Puls, J., 1985, "Strahlungstransport in sphärisch symmetrisch expandierenden Atmosphären heißer Sterne", Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, München
- Puls, J., 1986, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, München, in Bearbeitung
- Pylser, E., Doom, C., de Loore, C., 1985, Astron. Astrophys. 148, 379
- Rybicki, G.B. und Hummer, D.G., 1978, Ap. J. 219, 654
- Schönberner, D., Herrero, A., Kudritzki, R.P. und Simon, K.P., 1986, Astron. Astrophys., in Bearbeitung
- Simon, K.P., Jonas, G., Kudritzki, R.P. und Rahe, J., 1983, Astron. Astrophys. 125, 34
- Snow, T.P. und Morton, D.C., 1976, Ap. J. Suppl. 32, 429
- Waldron, W.L., 1984, Ap. J. 282, 256
- Weber, S., 1981, Ap. J. 243, 954
- Wiese, W.L., Smith, M.W., Glennon, B.M., 1966, "Atomic Transition Probabilities, Vol. 1: Hydrogen through Neon", NSRDS-NBS4, US Dept. of Commerce
- Wiese, W.L., Smith, M.W., Miles, B.M., 1969, "Atomic Transition Probabilities, Vol. 2: Sodium through Calcium", NSRDS-NBS22, US Dept. of Commerce

Danksagung

Prof. Dr. R.P. Kudritzki, meinem Chef, der als einer von wenigen diese Bezeichnung verdient, möchte ich für seine Existenz, dem damit verbundenen Weitblick - der die Notwendigkeit dieser Arbeit erfaßte - und die sanfte Steuerung der an mich gestellten Aufgabe danken.

Besonderer Dank gebührt auch meinem Kollegen J. Puls für den weit über diese Dissertation hinausreichenden "Teamgeist", den er der Arbeitsgruppe "stellare Winde heißer Sterne" (Kudritzki, Puls, Pauldrach) zuteil werden ließ.

Den anderen Mitarbeitern des astrophysikalischen Bereichs der Münchner Sternwarte möchte ich danken für ihre stete Bereitschaft zur Diskussion und Unterstützung, wobei mein Zimmerkollege A. Herrero und Dr. K. Butler besonders hervorzuheben sind.

Für die zur Verfügungstellung des Datenmaterials und dem damit verbundenem kollegialen Verhalten möchte ich ferner Dr. D.C. Abbott danken.

Dank steht schließlich der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu, die das Projekt mit ihren zur Verfügung stehenden bescheidenen Mitteln unter dem Kennzeichen Ku 474/11-1 fördert.

Lebenslauf

Name: Pauldrach, Adalbert, Wilhelm, Alois

geb. am: 31. August 1958 in Augsburg

Eltern: Pauldrach, Karl-Friedrich - geb. am 9. 4. 1932
Beruf: Maschinenbau-Ingenieur

Pauldrach, Zenobia - geb. am 3.12. 1929
Beruf: Hausfrau

Familienstand: verheiratet seit 23. Februar 1979

Ehegatte: Hacker-Pauldrach, Isolde - geb. am 1. 5. 1949
Beruf: Unternehmerin

Berufsausbildung:

1964 - 1977	Schulausbildung
1977 - 1978	Grundwehrdienst
1978 - 1979	Studium der technischen Physik an der Fachhochschule München
1979 - 1985	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians- Universität, München mit Abschluß Diplom - Physik
seit 1. 5. 1985	wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Astronomie und Astrophysik der Ludwig-Maximilians- Universität, München

